

## Tesis Doctoral

# Medición del espectro continuo de la radiación x de alta energía emitida por un Plasma Focus, dosimetría y aplicaciones

Raspa, Verónica

2009

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en [digital.bl.fcen.uba.ar](http://digital.bl.fcen.uba.ar). Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in [digital.bl.fcen.uba.ar](http://digital.bl.fcen.uba.ar). It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

#### Cita tipo APA:

Raspa, Verónica. (2009). Medición del espectro continuo de la radiación x de alta energía emitida por un Plasma Focus, dosimetría y aplicaciones. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.

#### Cita tipo Chicago:

Raspa, Verónica. "Medición del espectro continuo de la radiación x de alta energía emitida por un Plasma Focus, dosimetría y aplicaciones". Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 2009.

**EXACTAS** UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



**UBA**

Universidad de Buenos Aires



**UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES**

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Departamento de Física

## Medición del espectro continuo de la radiación x de alta energía emitida por un Plasma Focus, dosimetría y aplicaciones

Trabajo de Tesis para optar por el título de Doctor de la  
Universidad de Buenos Aires en el área Ciencias Físicas

por Verónica Raspa

Director de Tesis: Dr. César Moreno

Lugar de trabajo: Laboratorio Plasma Focus, Instituto de Física del Plasma, Depto. de Física, FCEyN-UBA.

16 de Noviembre de 2009

# Resumen

En la presente tesis se ha estudiado un Plasma Focus de 4.7 kJ, como fuente pulsada de rayos x de alta energía y explorado sus aplicaciones en cuanto a la obtención de radiografías no convencionales.

Se formuló e implementó experimentalmente un método de análisis espectral basado en la atenuación diferencial de la radiación de interés en muestras metálicas, y en el análisis densitométrico de sus radiografías. Como filtros se emplearon muestras de cobre, níquel, titanio y plata con espesores comprendidos entre 0.1 y 10 mm. La radiación x fue detectada empleando un sistema de película–pantalla de uso habitual en radiografía general. Los resultados muestran que las componentes más importantes del espectro se hallan comprendidas entre 40 y 150 keV. El método de análisis espectral propuesto es de sencilla aplicación en otros laboratorios, no tiene costo excesivo y permite determinar el espectro x emitido en un único disparo del equipo a partir de radiografías con exposición autocalibrada. El efecto que tiene el uso de muestras de espesor finito en la medición, fue analizado mediante simulaciones realizadas usando el código MCNP, de la transmisión de fotones con energías en el rango de interés, en muestras como las empleadas.

Se estudió también la reproducibilidad de las propiedades espectrales en condiciones en las que el equipo está en régimen de operación optimizada para la producción de rayos x. Los resultados demuestran que la emisión x empleada en las aplicaciones radiográficas de interés, tiene propiedades espectrales reproducibles respecto de los parámetros de operación del Plasma Focus.

Se ha investigado experimentalmente el campo dosimétrico x de la fuente, empleando detectores TLD 700 (LiF:Mg,Ti). Los detectores fueron procesados empleando un equipo marca Harshaw modelo QS3500. Se obtuvo que a 53 cm de la fuente y sobre el eje de simetría de los electrodos, la dosis es de  $(53 \pm 3)\mu\text{Gy}$  y que resulta uniforme para ángulos menores a  $6^\circ$  medidos respecto de dicho eje. Adicionalmente se presentan resultados de la dependencia de la dosis con la posición angular respecto del eje de simetría de los electrodos. Se exploraron distancias fuente–detector comprendidas entre 50 y 100 cm, y posiciones angulares de  $\pm 70^\circ$ .

Finalmente, se presenta una muestra de los resultados que pueden lograrse empleando un Plasma Focus como fuente de radiación pulsada para obtener radiografías de objetos metálicos, incluso cuando estos están ocultos detrás de paredes también metálicas.

*Palabras Claves: Plasma Focus, rayos x de alta energía, reconstrucción espectral.*

# Abstract

*Thesis Title : Measurement of the continuum hard x-ray spectrum emitted by a Plasma Focus, dosimetry and applications.*

A 4.7 kJ Plasma Focus was considered as a pulsed hard x ray source and then was applied to non conventional radiographies

A radiographic method is proposed and then applied to infer the continuum part of the hard x-ray spectrum from differential absorption measurements on metals. Copper, nickel, titanium and silver samples with thicknesses spanning between 0.1 and 10 mm were employed as filters. The x-ray radiation was detected using a standard radiographic screen-film system. The results show the presence of a dominant peak around 75 keV with significant spectral components in the range of 40 to 150 keV. The method is easy to follow, inexpensive, and allows for calibrated, single shot, spectral measurements.

MCNP numerical simulations of the photon transmission through the considered samples, were used to evaluate the effect of using thick samples to measure the spectrum. Such analysis allows to refine both: the design of the samples thicknesses and materials, and the inferred spectrum.

Reproducibility of the spectral properties of the investigated hard x-ray emission with the device operation parameters, was observed.

Dosimetric measurements of the hard x-ray radiation were carried out with a set of thermoluminescent detectors TLD 700 (LiF:Mg,Ti). The detectors were processed with a Harshaw QS3500 device. A dose of  $(53 \pm 3) \mu\text{Gy}$  was measured on the electrodes axis placing the detectors at 53 cm from the source. Uniform dose was registered for angles lower than  $6^\circ$  measured from the electrodes axis. We also present results of the dose dependence with the angular position relative to the symmetry axis of the electrodes. The source-detector distance was changed in the range from 50 to 100 cm, and the angular positions were explored between  $\pm 70^\circ$  relative to the symmetry axis of the electrodes.

Finally, the device was used as a pulsed hard x-ray source for fast radiography of metallic pieces even through several millimeter thick metallic walls.

*Key Words: Plasma Focus, hard x-rays, spectrum analysis.*



# Índice general

<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
1.1. Los equipos Plasma Focus . . . . .	1
1.2. Objetivos . . . . .	6
1.3. Antecedentes . . . . .	7
1.4. Contenido de la tesis . . . . .	9
Bibliografía adicional . . . . .	11
<b>2. Dispositivo experimental</b>	<b>13</b>
2.1. Descripción del equipo GN1 . . . . .	13
2.1.1. Electrodo y cámara de descarga . . . . .	14
2.1.2. Circuito eléctrico . . . . .	16
2.1.3. Sistema de vacío e ingreso de gas . . . . .	21
2.1.4. Sistema de medición y adquisición de señales . . . . .	22
2.2. Sensores y procedimientos experimentales . . . . .	23
2.2.1. Sensores de monitoreo de la descarga . . . . .	23
2.2.2. Señales típicas de monitoreo . . . . .	27
2.2.3. Detección de la radiación x de alta energía . . . . .	30
2.2.4. Obtención de imágenes radiográficas . . . . .	33
2.2.5. Sensibilidad del detector de rayos x a la radiación neutrónica . . . . .	36
2.2.6. Dosimetría x de alta energía . . . . .	36
Bibliografía adicional . . . . .	41
<b>3. Análisis espectral de la radiación x de alta energía</b>	<b>42</b>
3.1. Consideraciones generales . . . . .	42
3.1.1. Método propuesto . . . . .	43
3.1.2. Implementación experimental del método . . . . .	47
Bibliografía adicional . . . . .	55
<b>4. Resolución numérica</b>	<b>56</b>
4.1. Validación numérica del esquema propuesto . . . . .	58
4.1.1. Comportamiento de la solución al variar el parámetro de regularización . . . . .	63

4.1.2.	Comportamiento de la solución al variar la forma del espectro de partida .	65
4.1.3.	Comportamiento de la solución al variar la cota superior de energía . . . .	67
	Bibliografía adicional . . . . .	67
<b>5.</b>	<b>Espectros obtenidos y su análisis</b>	<b>68</b>
5.1.	Análisis de la solución . . . . .	70
5.1.1.	Respecto de la regularización . . . . .	70
5.1.2.	Respecto de la forma del espectro de partida . . . . .	72
5.1.3.	Respecto del límite superior del intervalo de energías . . . . .	72
5.2.	Reproducibilidad de la emisión . . . . .	74
5.2.1.	Vinculación de las señales de monitoreo con el espectro emitido . . . . .	75
5.3.	Sobre el diseño de los filtros empleados . . . . .	79
5.3.1.	Selección preliminar: densitometría de las imágenes . . . . .	79
5.3.2.	Evaluación de los efectos dispersivos en energía . . . . .	79
5.3.3.	Respecto del rango de calibración densitométrica accesible . . . . .	89
<b>6.</b>	<b>Dosimetría de la emisión x</b>	<b>91</b>
6.1.	Consideraciones generales . . . . .	91
6.1.1.	KERMA . . . . .	92
6.1.2.	Dosis absorbida . . . . .	93
6.1.3.	Equilibrio electrónico . . . . .	93
6.2.	Metodología dosimétrica general . . . . .	94
6.2.1.	Irradiación en condiciones de dosis controlada . . . . .	94
6.2.2.	Análisis de la lectura de los detectores . . . . .	95
6.2.3.	Selección de los detectores . . . . .	95
6.3.	Mediciones dosimétricas . . . . .	96
6.3.1.	Dosis x sobre el eje de simetría de los electrodos . . . . .	96
6.3.2.	Dependencia angular de la dosis . . . . .	97
<b>7.</b>	<b>Aplicaciones radiográficas</b>	<b>101</b>
7.1.	Radiografía general de objetos metálicos . . . . .	101
7.2.	Inspección a través de paredes metálicas . . . . .	103
<b>8.</b>	<b>Discusión final y conclusiones</b>	<b>109</b>
	<b>Apéndice</b>	<b>115</b>
	<b>Agradecimientos</b>	<b>122</b>
	<b>Bibliografía general</b>	<b>123</b>

# 1

## Introducción

### 1.1. Los equipos Plasma Focus

Los Plasma Focus son dispositivos en los que, mediante una descarga eléctrica capacitiva iniciada en un gas a baja presión, se genera un plasma que posteriormente se comprime bajo la acción del campo magnético inducido por la corriente eléctrica de la propia descarga. Tienen la importante propiedad de producir reacciones de fusión nuclear cuando se emplea deuterio, o una mezcla de deuterio y tritio, como gas de trabajo.

Fueron concebidos inicialmente en Rusia (Filippov *et al.*, 1962), con el propósito de aumentar la producción de reacciones de fusión de deuterio respecto de lo que ya se obtenía con los denominados equipos Z-pinches, en los que también se produce una compresión de plasma gracias a la acción de un campo magnético.

De forma independiente y casi simultánea, en Estados Unidos se llevaron a cabo experimentos con aceleradores coaxiales de plasma, originariamente dedicados a la propulsión espacial y a la inyección de jets de plasma en trampas magnéticas, que producían reacciones de fusión

nuclear cuando se los operaba con deuterio (Mather, 1964).

En la figura 1.1 se presenta un esquema simplificado de las configuraciones de Filippov y Mather, donde puede verse que ambas consisten en un par de electrodos separados por un aislante, y que presentan un eje de simetría de revolución. La diferencia conceptual más importante entre ellas es la ubicación del aislante respecto de los electrodos, a lo que debe añadirse que a diferencia de un equipo del tipo Mather, el diseño Filippov presenta un electrodo externo cerrado en la región cercana a la de focalización de plasma. En la configuración Mather, el electrodo interno puede ser hueco, como el ilustrado, o macizo. La relación de aspecto entre la longitud y el diámetro de los electrodos habitualmente distingue también cada una de las dos configuraciones.

La tarea experimental que da contenido a esta tesis, fue realizada en el equipo denominado GN1 del Instituto de Física del Plasma, FCEyN UBA-CONICET, que es un Plasma Focus del tipo Mather, con electrodo interno hueco, cuyas características serán descriptas detalladamente en la sección 2.1.

Dado que el principio de funcionamiento de estos dispositivos se encuentra abundantemente descrito en la literatura del tema, a continuación se hará una reseña breve de los aspectos más relevantes de la configuración Mather. El lector interesado en más detalles puede remitirse a los trabajos de Mather (1971), Vikhrev and Braginskii (1986) y Liberman *et al.* (1999), entre otros.

De manera sucinta, puede afirmarse que al aplicar un pulso de alta tensión ( $> 10$  kV) sobre los electrodos, se produce una descarga que se inicia con la ruptura dieléctrica del gas alojado en la región interelectródica, transformándolo en un medio conductor. En condiciones óptimas, la ruptura ocurre sobre la superficie del aislante (Bruzzzone and Vieytes, 1993). La corriente circulante por el gas conductor, que puede hallarse total o parcialmente ionizado, interactúa con el campo magnético que ella misma genera, de modo tal que la distribución de corriente es impulsada por la fuerza de Lorentz, desde la zona del aislante hacia el extremo libre de los electrodos. La región de plasma por la cual circula la corriente de descarga, recibe el nombre de lámina de corriente. El campo magnético referido anteriormente se encuentra en la región interelectródica que contiene al aislante y está limitada por la lámina de corriente.

En su avance, la lámina ioniza e incorpora a su estructura el gas neutro que encuentra a su paso. Las velocidades típicas que adquiere durante su evolución axial, se encuentran comprendidas en el rango  $1 - 10$  cm/ $\mu$ s.

Cuando la lámina traspone el extremo libre del ánodo, las condiciones de contorno se modi-

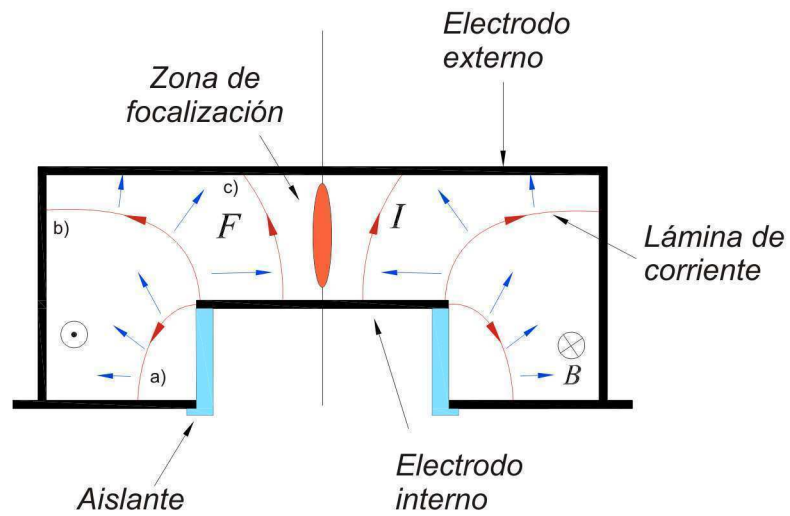
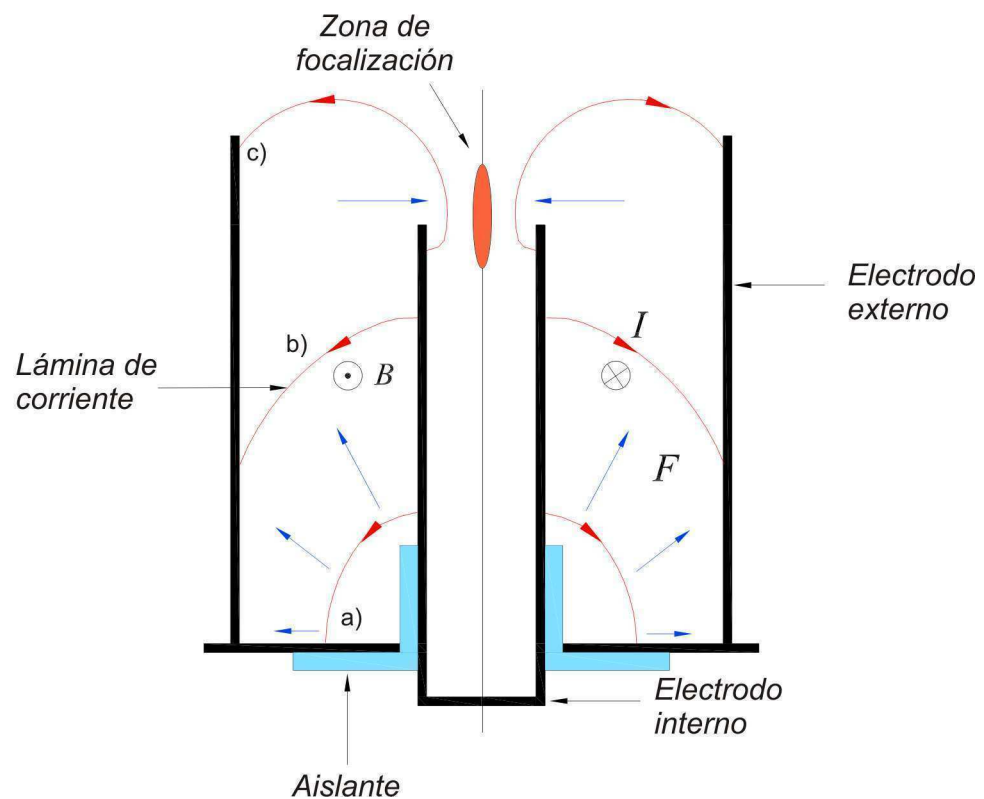
*Configuración Filippov**Configuración Mather*

Figura 1.1: Esquemas de las configuraciones electrónicas Filippov y Mather. Se ilustra la posición de la lámina de corriente en tres etapas sucesivas de la descarga: (a) inicio, (b) aceleración, (c) convergencia radial. Se indica también la zona de focalización. Las flechas dispuestas perpendicularmente a la lámina de corriente indican la dirección y sentido de la fuerza de Lorentz que la impulsan.

fican y comienza un movimiento radial convergente, dando lugar a la formación de una columna cilíndrica hueca de plasma, que colapsa posteriormente sobre el eje de simetría de los electrodos. Típicamente, la lámina de corriente adquiere, durante su convergencia, velocidades radiales medias que superan al menos en un factor 5 a las que desarrolla durante su desplazamiento axial. La aceleración radial, por su parte, toma valores del orden de  $10^{13} - 10^{14} \text{ cm/s}^2$ .

Como consecuencia del colapso, se forma una región densa y caliente de plasma que comúnmente se denomina foco. Allí los iones del gas interactúan fuertemente entre sí, pudiendo producirse reacciones de fusión nuclear. Si el gas de llenado es deuterio, puede ocurrir que los iones se fusionen de a pares, formando núcleos inestables que evolucionan con igual probabilidad a través de uno de dos posibles mecanismos: el primero, con producción de helio y neutrones de fusión de 2.45 MeV, y el segundo, con producción de tritio y protones. Si se utiliza una mezcla de deuterio y tritio, en cambio, es posible obtener neutrones de fusión de 14.1 MeV, además de los de 2.45 MeV.

En el foco ocurren procesos físicos de naturaleza muy variada, tales como: fenómenos de turbulencia, inestabilidades magnetohidrodinámicas, resistividades anómalas, filamentación de la lámina de corriente, y nucleamientos de plasma en volúmenes muy pequeños, denominados habitualmente *hot spots* (puntos calientes), desde donde se emite intensa radiación electromagnética (Favre *et al.*, 1998; Jakubowski and Sadowski, 2002; Silva and Favre, 2002; Di Vita, 2009). En términos generales puede afirmarse que el foco es un cilindro de plasma, cuyo radio adopta típicamente valores comprendidos entre 1 y 5 mm, con una longitud característica del orden de 1 cm y 100 ns de duración aproximada. Normalmente, las densidades de partículas en el foco se encuentran entre  $10^{18}$  y  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ .

Además de los neutrones que se obtienen cuando se trabaja con deuterio o mezclas de deuterio – tritio, desde el foco se emiten haces de iones y electrones, así como pulsos de rayos x blandos ( $E \sim 1 \text{ keV}$ ) y radiaciones en el rango visible y ultravioleta. La interacción de los electrones emitidos por el foco con el ánodo, da lugar a una emisión de radiación x pulsada de alta energía ( $E \sim 100 \text{ keV}$ ), también denominada “dura”. El proceso que se inicia con la aplicación de tensión a los electrodos y culmina con la formación y posterior disrupción del foco, tiene una duración total del orden de  $1 \mu\text{s}$ .

La sucesión de fenómenos que se acaba de describir, se divide convencionalmente en diversas etapas para facilitar su estudio. Se tienen así: la etapa de ruptura dieléctrica, que comprende los procesos de formación del plasma a partir del gas neutro interelectródico; la etapa de aceleración axial; y la etapa de convergencia, donde el plasma sufre una fuerte aceleración radial hacia

el eje de simetría de los electrodos. Posteriormente se tiene una etapa de compresión, donde la columna de plasma se comprime radialmente formando el foco. Por último, se considera la etapa de expansión, donde la columna de plasma incrementa su radio como consecuencia de un desbalance entre la presión térmica y la magnética, y finalmente se disgrega.

Desde luego, esta clasificación general no es universal, ya que debido a la riqueza de los fenómenos involucrados, varias de las etapas descriptas suelen a su vez subdividirse de acuerdo al grado de detalle en que se esté interesado. Una descripción más detallada de las distintas etapas en la evolución de la descarga puede consultarse en (Alessi, 2002).

En el diseño de un dispositivo Plasma Focus interviene una gran cantidad de variables y conceptos. Entre las primeras se destacan: capacidad y tensión de operación del banco de capacitores, tipo de gas y presión de trabajo y materiales y dimensiones de los electrodos y el aislante. Los conceptos de diseño, que en última instancia vinculan entre sí las variables antedichas, están regidos por el de lograr que la focalización ocurra en los instantes próximos al momento en que el banco de capacitores entrega su máxima corriente. De esta forma, se maximiza tanto la densidad de corriente circulante por el plasma en la etapa de focalización, como la intensidad del campo magnético responsable de comprimirlo.

El costo de un dispositivo Plasma Focus de mediano porte está determinado por el costo de su banco de capacitores y el de la fuente con que se lo carga. El primero de ellos puede estimarse a razón de 1 dólar estadounidense por cada Joule de energía que puede almacenar a la tensión máxima que puede soportar, y el segundo, a razón de 1.5 dólares el Watio. A medida que el porte del dispositivo aumenta, la cámara de descargas comienza a tener un papel relevante en el costo total. Al final del presente capítulo se consigna bibliografía adicional que incluye citas referidas al diseño de dispositivos Plasma Focus.

A pesar de que inicialmente los esfuerzos de investigación en equipos Plasma Focus y Z-pinches, estaban fuertemente orientados hacia la producción de energía de fusión nuclear; en la actualidad sólo una de las líneas, la de los pinches con sus diversas variantes, continúa su camino hacia el eventual aprovechamiento de la energía liberada por fusión. Esta línea ha mantenido un impresionante desarrollo a lo largo de las últimas décadas, dando lugar a la construcción de dispositivos cada vez más grandes, potentes y de costo elevadísimo (Yonas, 1998; Liberman *et al.*, 1999; Olson *et al.*, 2005).

En la línea de los Plasma Focus, por su lado, si bien se continúa trabajando con equipos de gran porte y energías almacenadas en el banco de capacitores del orden de 1 MJ (Kasperczuk *et al.*, 2002; Scholz *et al.*, 2002; Gribkov *et al.*, 2007a y 2007b), buena parte de los esfuerzos

comenzaron a centrarse, durante las últimas décadas, en investigaciones tanto básicas como aplicadas, realizadas en equipos pequeños, donde la energía almacenada es típicamente inferior a 10 kJ.

Fueron surgiendo así, interesantes aplicaciones tecnológicas de este tipo de dispositivos, algunas de las cuales también pueden lograrse con versiones de pinches de similar energía. A manera de ejemplo, puede citarse la aplicación de los Plasma Focus a litografías de interés en microelectrónica, obtenidas ya sea mediante rayos x blandos (Kato and Be, 1986; Lee S *et al.*, 1998) o mediante haces de electrones provenientes del foco (Lee P *et al.*, 1997). Se han aplicado también, tanto al recubrimiento y endurecimiento de metales (Feugeas *et al.*, 1988 y Kelly *et al.*, 1996) como a la síntesis de compuestos de carbono (Bhuyan *et al.*, 2007; Khan, 2009). La emisión neutrónica, por su parte, se ha comenzado a emplear como radiación de sondeo para detectar sustancias ricas en hidrógeno, tales como el agua (Moreno *et al.*, 2001; Pouzo *et al.*, 2003), y a la producción de isótopos de vida media corta tales como  $^{15}\text{O}$ ,  $^{17}\text{F}$  y  $^{13}\text{N}$  (Brzosko *et al.*, 2001; Angeli *et al.*, 2005; Ergisto *et al.*, 2005).

El trabajo enfrentado en la presente tesis se enmarca dentro de la última gran área mencionada, esto es, en la investigación básica vinculada con aplicaciones novedosas y no convencionales de equipos Plasma Focus pequeños, tal como lo es su reciente empleo como fuente de radiación x de alta energía. A manera de ejemplo, en la figura 1.2 se ilustra una radiografía, tomada con 50 ns de tiempo de exposición, de un conector BNC metálico oculto detrás de un disco de hierro de 9 mm de espesor, obtenida en 2003 (Raspa, 2003).

## 1.2. Objetivos

El objetivo general de la presente tesis, corresponde al estudio de un equipo Plasma Focus de 4.7 kJ de energía almacenada, como emisor de rayos x de alta energía y su aplicación a radiografías no convencionales.

Más específicamente, se propuso determinar experimentalmente el espectro de la radiación x de alta energía que emana de la cámara Plasma Focus y que permite tomar radiografías como la ilustrada en la figura 1.2. Para ello se desarrolló e implementó un método de análisis espectral basado en la absorción diferencial de la radiación en muestras metálicas y en el análisis densitométrico de sus radiografías.

A fin de realizar un estudio más completo sobre la emisión x de alta energía de un Plasma



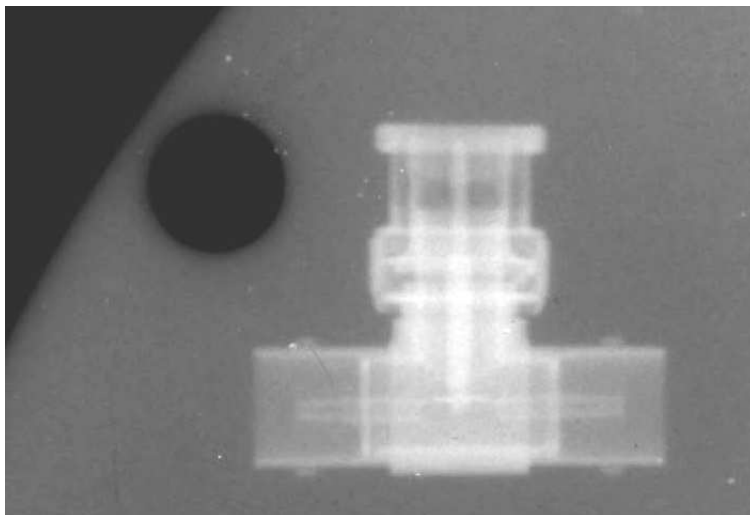


Figura 1.2: Radiografía de un conector BNC metálico oculto detrás de un disco de 9 mm de espesor, fabricado en hierro. Se distinguen con claridad las conexiones internas del BNC, el contorno del disco y un orificio circular (círculo oscuro que se observa a la izquierda del BNC) practicado en la periferia del disco.

Focus, nos planteamos investigar también las características de su campo dosimétrico empleando detectores termoluminiscentes adecuados.

Finalmente, nos propusimos aplicar los pulsos de radiación x de alta energía para obtener radiografías de objetos metálicos que signifiquen un avance por sobre lo ya logrado en el tema.

### 1.3. Antecedentes

El uso de equipos Plasma Focus como fuente radiográfica es conocido al menos desde el año 1976 (Decker and Wienecke), y actualmente reviste un área de investigación aplicada en la cual se obtuvieron muchos resultados interesantes.

Recientemente, equipos Plasma Focus fueron empleados como emisores x para radiografiar especímenes biológicos (Castillo *et al.*, 2001 y Hussain *et al.*, 2003a; Castillo *et al.*, 2008), así como también distintos objetos pequeños (Castillo *et al.*, 2002; Hussain 2003b, 2004 y 2005).

Otras importantes contribuciones al área, se concretaron con el desarrollo de equipos x-pinch de diseño optimizado para la producción de radiación x. Beg *et al.* reportaron la radiografía de alta definición de un insecto, obtenida empleando un x-pinch como fuente de rayos x (Beg *et al.*, 2003). Algunos años más tarde, demostraron la aplicabilidad de este tipo de fuentes a la

radiografía por contraste de fase de una cápsula de fusión por confinamiento inercial (Beg *et al.*, 2006).

Es importante destacar que la radiación empleada para la obtención de imágenes en las investigaciones referidas en los párrafos anteriores, corresponde a la zona de baja energía del espectro de rayos x.

El uso de la emisión x de alta energía ( $h\nu \sim 100$  keV) de un Plasma Focus para la producción de imágenes introspectivas no convencionales de piezas metálicas, fue reportado por primera vez hace ya casi una década (Moreno *et al.*, 2000).

Corresponde señalar que también existen métodos radiográficos basados en el empleo de fuentes isotópicas de cobalto o iridio, por ejemplo, aplicadas al diagnóstico de lo que ocurre dentro de monumentos, cúpulas y diversas estructuras de hormigón armado (Mariscotti). Debe decirse que el empleo de un Plasma Focus (que es no radioactivo, no contaminante y no emite radiación mientras está apagado), en lugar de una fuente isotópica que irradia en forma permanente, ofrece grandes ventajas operativas en la implementación de aplicaciones. Una desventaja relativa del Plasma Focus respecto de una fuente isotópica, es su mayor tamaño, lo cual puede dificultar o impedir algunas aplicaciones. Por otra parte, debido a que su emisión es pulsada y de muy corta duración (50 ns), el Plasma Focus ofrece la posibilidad de obtener radiografías ultrarrápidas, aplicación que con una fuente radioactiva es muy difícil de lograr.

En cuanto a la energía de los rayos x duros emitidos por un Plasma Focus, puede decirse que hay un amplio acuerdo entre diferentes criterios al estimarla en el orden de 100 keV (Mather, 1971; Newman and Petrosian, 1975; Harries *et al.*, 1978; Choi *et al.*, 1990; Moreno *et al.*, 2006) para tensiones de carga comprendidas entre 20 y 60 kV. Sin embargo, también se reportan emisiones caracterizadas por una energía media de 50 keV y máxima de 170 keV (Filippov *et al.*, 1996) obtenida—s al trabajar en una configuración Filippov con una tensión de carga de 13 kV. Emisiones con energías entre 10 y 40 keV fueron obtenidas también en configuraciones Mather trabajando a 11.5 kV (Heo and Park, 2003).

Por otro lado, se han conducido distintas investigaciones en dispositivos Plasma Focus con el objetivo de determinar su espectro de emisión por sobre 5 keV. Dichos estudios fueron realizados empleando filtros de Ross (van Paasen *et al.*, 1970; Johnson, 1974; Shafiq *et al.*, 2003) y emulsiones nucleares Ilford (van Paasen *et al.*, 1970; Lee *et al.*, 1971). Los filtros de Ross permiten explorar el rango de energías comprendido entre 5 y 67.4 keV (el límite superior del intervalo se corresponde con el flanco K de absorción del tantalio) pero su uso no es de trivial extensión al estudio de energías más elevadas; esencialmente debido a la dificultad de

obtener materiales adecuados para fabricar filtros aptos fuera del rango citado. Por otra parte, la determinación del espectro de fotones x empleando emulsiones nucleares resulta un proceso indirecto, cuyos resultados son útiles para describir la tendencia general de la rama de alta energía del espectro ( $E \sim 150$  keV), pero inadecuada para describir la región de menor energía (Lee *et al.*, 1971).

Empleando un espectrómetro de absorción diferencial basado en dosímetros termoluminiscentes (TLDs) y absorbentes de diversos materiales y espesores, Rochau *et al.* determinaron en 1999, el espectro de rayos x producidos en el dispositivo Z-pinch del Sandia National Laboratories. El resultado muestra que el espectro tiene componentes relevantes con energías comprendidas entre 60 keV y 1 MeV, presentando un máximo en la zona de 150 keV.

Más recientemente, en 2004, Tartari *et al.* estudiaron experimentalmente el espectro de emisión x de alta energía de un Plasma Focus de 7 kJ de energía almacenada y 0.5 MA de corriente máxima, usando también un espectrómetro de absorción diferencial basado en dosímetros termoluminiscentes (TLDs). La medición realizada emplea cada uno de ellos como detector y absorbente a la vez, requiriéndose superponer 40 disparos del equipo para mejorar la relación señal-ruido. El espectro resultante muestra un pico prominente cerca de 10 keV con 5 keV de ancho a mitad de altura, seguido por una cola de mucho menor intensidad que se extiende desde 15 a 45 keV.

Otras investigaciones se orientaron a la caracterización de la distribución angular de la emisión de alta energía de equipos Plasma Focus a partir de mediciones dosimétricas. En 2001 Castillo *et al.* midieron la dosis de rayos x emitida para energías mayores a 25 keV. Los resultados obtenidos muestran que a una distancia de 1 m del foco, la dosis detectada en la dirección del eje de los electrodos corresponde a 0.1 mrad por disparo del equipo. Más recientemente, en 2007, y también empleando TLDs, Castillo *et al.* encontraron que para fotones de energías por sobre 15 keV, la emisión de un Plasma Focus de 4.8 kJ y 37 kV presenta una distribución angular bimodal de máximos ubicados en  $\pm 20$  grados, medidos respecto del eje de simetría de los electrodos.

## 1.4. Contenido de la tesis

En el capítulo siguiente se presentarán los detalles del equipo donde se realizaron las mediciones y se describirán los métodos experimentales empleados, destacando los sensores utilizados en cada caso. Se presentarán también, algunos ejemplos de las señales diagnósticas obteni-

das, y se describirán el montaje y método experimental diseñados para la obtención de imágenes.

El capítulo 3 presenta la formulación del método de análisis espectral propuesto y describe su implementación experimental. En el desarrollo de la descripción se detallan las modificaciones realizadas al detector de rayos x y se presentan las muestras metálicas empleadas. Adicionalmente, se ilustran las radiografías procesadas, y se discute el análisis densitométrico que permite realizar la reconstrucción espectral.

El capítulo 4 está dedicado a la presentación y validación del método numérico empleado para determinar el espectro de la radiación x de alta energía emitido por un Plasma Focus y su incerteza. La dependencia de la solución obtenida frente a variaciones de los parámetros del esquema numérico, fue analizada a partir de la reconstrucción de distintos espectros de prueba.

En el desarrollo del capítulo 5 se presentan y analizan los resultados obtenidos para la reconstrucción espectral. La solución fue analizada respecto de su posible dependencia con parámetros de la resolución numérica, tales como el valor adoptado para el parámetro de regularización, la elección realizada para el punto de partida de la optimización requerida, y la definición del límite superior del intervalo de energías explorado.

Completando el análisis espectral de la fuente, se presentan los resultados obtenidos sobre la reproducibilidad de las características de emisión en condiciones en las que el equipo está en régimen de operación optimizada para la producción de rayos x.

Parte del análisis desarrollado a lo largo del capítulo 5, está dedicado a describir las consideraciones generales que tiene el diseño de un conjunto de filtros metálicos adecuados para la implementación del método propuesto en la presente tesis. Dichas consideraciones abarcan las características densitométricas de las radiografías obtenidas, y la evaluación e incorporación, de ser necesaria, de los efectos que podría aparejar el uso de muestras de espesor finito.

Se presentan los resultados obtenidos en simulaciones realizadas usando el código MCNP para evaluar el efecto dispersivo en la energía de las componentes espectrales transmitidas por las muestras. Dichos resultados permiten establecer un criterio de selección de las muestras de modo tal de acotar el efecto que dicha dispersión puede tener sobre la medición realizada.

Como resultado final, dichas simulaciones permiten considerar globalmente, el efecto que tiene el espesor finito de las muestras sobre la transmisión de cada componente espectral. Se presenta entonces, el resultado obtenido para el refinamiento de la solución y su comparación con la solución original.

La investigación acerca de las componentes espectrales de la radiación de interés desarrollada hasta aquí, fue complementada con la medición del campo dosimétrico de la fuente, realizada empleando detectores termoluminiscentes adecuados. En el capítulo 6 se definen magnitudes que son de uso habitual en dosimetría y se presenta la metodología dosimétrica empleada, describiendo los procesos de calibración, selección y análisis de la lectura de los detectores termoluminiscentes. Adicionalmente, se discuten los resultados experimentales obtenidos para la dosis a lo largo del eje de simetría de los electrodos y su distribución angular respecto del mismo.

En el capítulo 7 se muestran ejemplos ilustrativos de las potenciales aplicaciones del método radiográfico. La presentación de los mismos se dividirá en dos grupos: radiografía general de objetos metálicos, y aplicada a la inspección de dichos objetos a través de paredes también metálicas.

Por último, el capítulo 8 contiene un análisis y discusión final de los resultados obtenidos y las conclusiones extraídas.

### **Bibliografía adicional**

- Entre los trabajos pioneros sobre cañones coaxiales que condujeron al diseño de Mather se encuentran  
Marshall, 1960  
Osher, 1962
- Una geometría alternativa a la original de Filippov se presenta en  
Lee *et al.*, 1998
- Un análisis exhaustivo del estado en que se encontraban las investigaciones sobre dispositivos Plasma Focus a fines del Siglo XX, puede verse en  
Bernard *et al.*, 1998
- Importantes conceptos sobre el diseño de dispositivos Plasma Focus se discuten en  
Pouzo, 1979  
Lee *et al.*, 1988  
Lee, 1990

Lee and Serban, 1996

Di Lorenzo *et al.*, 2007

Lee *et al.*, 2008

- La emisión de radiación x como consecuencia de la interacción de un haz de electrones contra el ánodo, ha sido estudiada numéricamente por

Huang and Yang, 1988

# 2

## Dispositivo experimental

### 2.1. Descripción del equipo GN1

La tarea experimental requerida para la elaboración en la presente tesis fue realizada en un Plasma Focus denominado GN1. El mismo es un dispositivo del tipo Mather y cuando es operado a 30 kV, almacena 4.7 kJ de energía electrostática. Su diseño de cámara compacta, especialmente concebida para la investigación de aplicaciones, fue el primero desarrollado e implementado en el Laboratorio Plasma Focus. El proyecto se inició durante el año 1998, y es hasta el día de hoy empleado en investigaciones como fuente de rayos x y neutrones. Por su brevedad, intensidad y alto poder de penetración, la emisión x de alta energía emitida por el GN1 resultó adecuada para diversas aplicaciones, entre las que pueden mencionarse la radiografía y tomografía de objetos metálicos estáticos, el diagnóstico no invasivo de partes metálicas en movimiento rápido, y su uso como fuente de radiación de sondeo para piezas metálicas ocultas detrás de paredes también metálicas. Por otro lado, los pulsos de neutrones de 2.45 MeV emitidos cuando se lo opera en deuterio, demostraron ser adecuados como radiación de sondeo aplicables a la detección de sustancias hidrogenadas por eco neutrónico. Como bibliografía adicional sobre equipos Plasma

Focus de baja energía puede consultarse (Lee S, 1990) y en general (Mather, 1971 y Bernard *et al.*, 1998).

Tanto los elementos constitutivos como las características de diseño y operación del GN1, serán descriptos a lo largo de las subsecciones siguientes.

### 2.1.1. Electrodo y cámara de descarga

La figura 2.1 presenta un esquema de la cámara de descarga ensamblada. El cuerpo de la misma es de geometría cilíndrica con 96 mm de diámetro interno y 157 mm de longitud. Está construida con un tubo de acero inoxidable de 2 mm de espesor y cuenta con una boca de vaciado y llenado de gas, norma NW-25 (1" de diámetro de tubo). La tapa frontal de la cámara es removible y está fabricada con una lámina de acero inoxidable de 0.75 mm de espesor. En el interior del recinto de descarga se ubican los electrodos y el aislante.

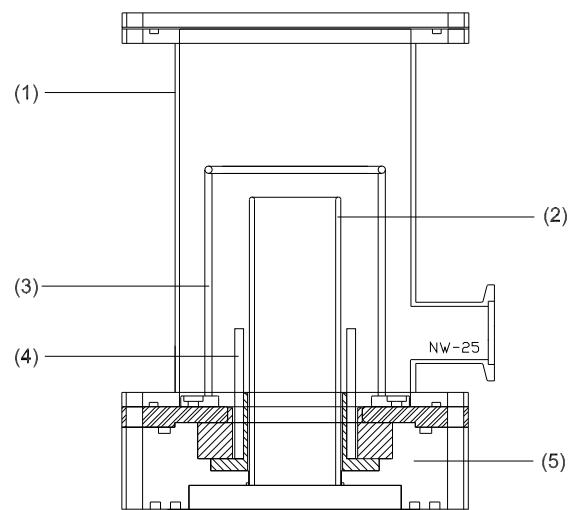


Figura 2.1: Esquema de la cámara de descarga ensamblada. Refs.: (1) cámara de descarga, (2) ánodo, (3) cátodo, (4) aislante, (5) base del cabezal GN1.

El electrodo central (ánodo) es un cilindro hueco de pared maciza de 38 mm de diámetro externo, 34 mm de diámetro interno y 120 mm de longitud total, construido en cobre de alta conductividad libre de oxígeno, comúnmente denominado OFHC. La pared que conforma su base, lugar donde incide el haz de electrones durante la focalización, está fabricado en plomo. El electrodo externo (cátodo), de 100 mm de longitud, es también cilíndrico y está compuesto por doce barras de bronce de 3 mm de diámetro cada una, cuyos ejes están dispuestos equiespaciadamente sobre una circunferencia imaginaria de 72 mm de diámetro. Los extremos superiores de





Figura 2.2: Fotografía del exterior de la cámara de descarga del equipo GN1. Refs.: (1) boca de vacío NW-25, (2) extremo superior de la cámara, (3) sede para sello tipo O-ring.

las barras están unidos por un anillo del mismo material. Separando a los electrodos en su base, se ubica un aislante eléctrico de vidrio Pyrex templado de 4 mm de espesor, 50 mm de diámetro externo y 50 mm de longitud total, de los cuales 32 mm están eventualmente en contacto con el plasma. Todos los parámetros geométricos consignados fueron medidos con un calibre que permite apreciar 0.02 mm.

La disposición de las barras de bronce formando el electrodo exterior, en lugar de uno macizo, es un tipo de geometría que permite disminuir la superficie electródica en contacto con el plasma. De colocarse un electrodo exterior macizo, y por ser mayor la superficie expuesta, la masa de plasma que interactuaría con las paredes de dicho electrodo ocasionaría mayor erosión, contaminando el gas de trabajo y perjudicando de esta forma, el rendimiento del equipo.

Construida en nylon, la base del cabezal GN1 aísla eléctricamente el ánodo y el cátodo entre sí, y le brinda el necesario soporte mecánico a las diferentes piezas que conforman el cabezal. Actúa asimismo de pieza de centrado del conjunto y, a la vez, de soporte del aislante. Sobre la cara superior de la pieza de nylon, se asientan tanto la cámara como la base del ánodo. De esta forma queda establecida una diferencia de nivel entre las bases de ambos electrodos; determinando para el electrodo interno una longitud efectiva de 87 mm medida respecto de la base del electrodo externo.

En la figura 2.2 se muestra una imagen detallada del exterior de la cámara de descarga. En su base (región inferior izquierda de la imagen), pueden verse tanto la sede donde se ubica un O-ring que permite hermetizar el cierre del recinto, como la boca NW 25 de conexión al sistema de vacío.

Los valores numéricos de los parámetros geométricos del equipo y sus materiales de fabricación se resumen en las tablas 2.1 y 2.2, respectivamente.

Parámetros geométricos	Valores numéricos [mm]
Diámetro externo del ánodo	$38.00 \pm 0.02$
Diámetro medio del cátodo	$72.00 \pm 0.02$
Longitud total del ánodo	$120.00 \pm 0.02$
Longitud efectiva del ánodo	$55.00 \pm 0.02$
Longitud del cátodo	$100.00 \pm 0.02$
Longitud de la cámara	$157.00 \pm 0.02$
Longitud total del aislante	$50.00 \pm 0.02$
Espesor del aislante	$4.00 \pm 0.02$
Diámetro externo del aislante	$50.00 \pm 0.02$

Tabla 2.1: Parámetros geométricos de las piezas que conforman el cabezal GN1.

Piezas	Material de construcción
Aislante	vidrio Pyrex templado
Ánodo	cobre OFHC
Cátodo (12 barras)	bronce
Cámara de descarga	acero inoxidable

Tabla 2.2: Materiales de construcción de las piezas que conforman el cabezal GN1.

### 2.1.2. Circuito eléctrico

Un esquema simplificado del circuito eléctrico que permite generar e impulsar el plasma, puede verse en la figura 2.3. Adicionalmente, se destaca la conexión del sistema de disparo empleado para iniciar la descarga.

El banco de capacitores, que se ha representado en la figura a través de una única capacidad  $C_o$ , se carga a la tensión de trabajo, empleando una fuente de alta tensión marca Maxwell modelo CCDS (AT); y se descarga sobre el resto del circuito tras la acción de una llave rápida gaseosa del tipo spark-gap ( $SG$ ). La inductancia asociada al conexionado, al banco y a la llave, se indica con  $L_o$ . Complementariamente, la resistencia asociada al conexionado y a la llave, se señala con

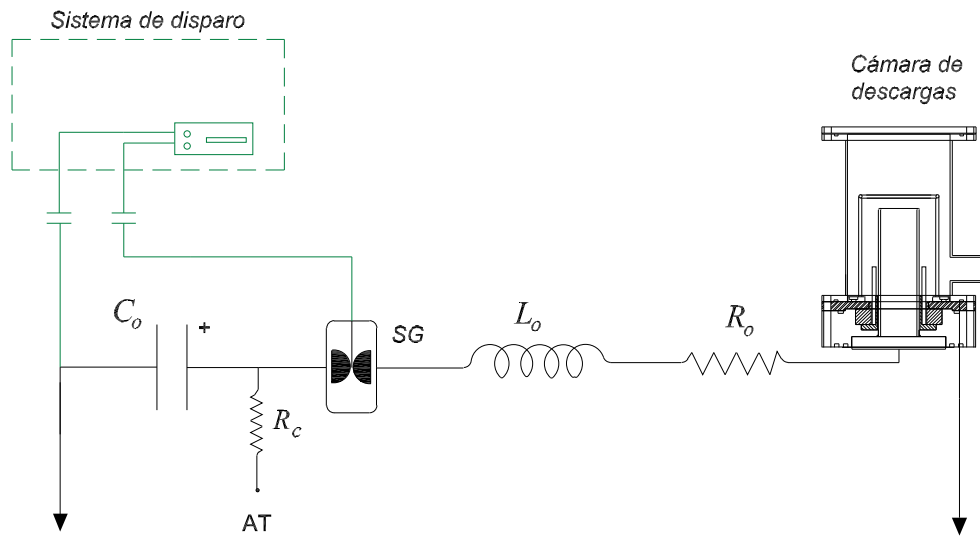


Figura 2.3: Esquema simplificado del circuito eléctrico del equipo GN1.

$R_o$ . En la figura 2.3 se distingue además, la ubicación de la cámara de descarga en el circuito eléctrico. La tabla 2.3 resume los valores numéricos de los parámetros eléctricos del equipo.

Parámetro eléctrico	Valor numérico
Capacidad del banco ( $C_o$ )	$(10.5 \pm 0.2) \mu\text{F}$
Inductancia espúrea ( $L_o$ )	$(39 \pm 5) \text{nH}$
Resistencia de carga ( $R_c$ )	$(500 \pm 2) \text{k}\Omega$
Resistencia de conexiónado ( $R_o$ )	$(10 \pm 2) \text{m}\Omega$
Tensión de trabajo	$(30.0 \pm 0.1) \text{kV}$

Tabla 2.3: Parámetros eléctricos del equipo.

### Banco de capacitores

El banco de capacitores empleado consta de 15 capacitores distribuidos en tres módulos de cinco unidades cada uno. El conexiónado eléctrico del conjunto fue realizado de modo tal que todos los capacitores resulten conectados en paralelo. Cada uno de los módulos es comandado por una llave spark-gap y, en condiciones de operación normal del equipo, los tres se descargan prácticamente en forma simultánea. Operativamente esto significa que el apartamiento del sincronismo, sensado a través de la corriente total de descarga como se detallará en la sección 2.2.2, es inferior a los 10 ns. Una descripción más detallada de las características de diseño y operación de este tipo de llaves se realizará en el apartado 2.1.2.

La capacidad total del banco se estima en  $10.5 \mu\text{F}$ , a partir del valor nominal de los capacitores Maxwell que lo componen (modelo 31161,  $0.7 \mu\text{F}$ ,  $50 \text{ kV}$ ,  $25 \text{ kA}$  y  $17\text{-}25 \text{ nF}$  de inductancia espúrea serie equivalente cada uno).

Cada módulo cuenta con una placa colectora cuyas aristas han sido redondeadas para evitar los efluvios que pudiesen producirse por intensificación de campo eléctrico en zonas de pequeña curvatura. Construidas en aluminio de  $6.35 \text{ mm}$  ( $1/4''$ ) de espesor y bordes redondeados con radio de curvatura de  $3.17 \text{ mm}$ , tales placas conducen la corriente que durante la descarga fluye desde la placa positiva de cada capacitor hacia la entrada del correspondiente spark-gap.

La conexión entre los terminales de salida de los spark-gap y los electrodos de la cámara de descarga está conformado por 15 cables coaxiales de  $57 \text{ cm}$  de longitud y doble aislación eléctrica. Los mismos están fabricados con cables de uso corriente, de  $6 \text{ mm}^2$  de área conductora, provistos de su aislación original y envainados en mangueras para hidrocarburos de  $5 \text{ mm}$  y  $9 \text{ mm}$  de diámetro interno y externo, respectivamente. Sobre el exterior de cada manguera se dispone coaxialmente una malla, extraída de cables RG213, que conforma el conductor de retorno.

El banco de capacitores está conectado a la fuente de alta tensión del equipo mediante el circuito de carga presentado en la figura 2.3. La resistencia indicada con  $R_c$  está conformada por 50 resistencias comerciales de  $10 \text{ k}\Omega$  y  $2 \text{ W}$  cada una, conectadas en serie. La función de la misma es garantizar la necesaria limitación de corriente que se extrae de la fuente, especialmente en el caso de que ocurra una descarga espontánea del banco, durante el proceso de carga. Dentro de un cilindro de acrílico que le brinda aislación eléctrica, dicha resistencia se encuentra inmersa en un baño de aceite que actúa simultáneamente de aislante eléctrico y disipador térmico.

La tensión de carga del banco se mide antes de efectuar cada disparo con un voltímetro digital, empleando un divisor resistivo de tensión que atenúa por un factor diez mil. Este divisor está compuesto por una cadena de 56 resistencias de  $10 \text{ M}\Omega$ ,  $2 \text{ W}$ , cada una, terminada en una resistencia de  $56 \text{ k}\Omega$ ,  $2 \text{ W}$ , que a su vez está conectada a tierra. El instrumento digital mide la tensión sobre este último componente. Simultáneamente se registra la tensión en la salida de la fuente con un voltímetro digital que tiene incorporado y cuya escala permite apreciar  $0.01 \text{ kV}$ . En condiciones normales de operación del equipo, la tensión remanente en el banco luego de cada descarga es de aproximadamente  $1 \text{ kV}$ .

### Llaves spark-gap

Las llaves empleadas son marca Maxwell modelo 40264 y cuentan con un rango de operación en tensión que se extiende desde los 20 a los 100 kV, permitiendo conducir una corriente máxima de 100 kA. Cada llave está compuesta por dos piezas gemelas de policarbonato de 3 cm de espesor y de 14.8 cm de diámetro, unidas entre sí por 8 tornillos periféricos tipo 5/16"-18 fabricados en poliamida 6. En el centro de cada pieza se ajustan, mediante una tuerca de 3/8"-16, sendos electrodos de bronce. Los electrodos de cada mitad quedan enfrentados entre sí y separados por una distancia que permite trabajar a una tensión determinada sin que se produzca la ruptura dieléctrica del gas contenido en el interior de la llave. A cada integrante de este par de electrodos se lo denomina electrodo principal. Un corte diametral de una llave como las empleadas, se esquematiza en la figura 2.4. Por simplicidad en la figura, no se han representado los tornillos periféricos a los que se hizo referencia anteriormente.

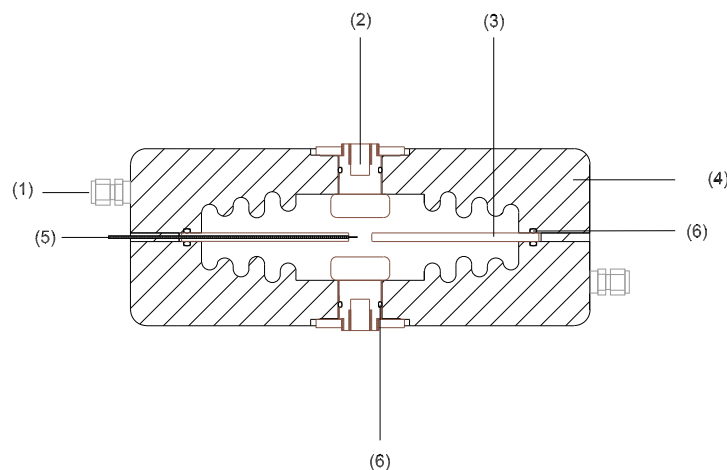


Figura 2.4: Esquema de la llave rápida. Refs.: (1) conexión de aire comprimido, (2) electrodo principal, (3) disco central, (4) cuerpo de la llave, (5) electrodo de disparo, (6) O'rings de sellado.

En la parte media de la llave se ubica un disco metálico de bronce de 11.5 cm de diámetro y 6 mm de espesor. El centro del disco tiene practicado en su centro un orificio de 6 mm de diámetro que permite el pasaje del gas entre las dos mitades. Como lo ilustra la figura 2.4, el disco presenta además una perforación radial por la cual se inserta un electrodo cilíndrico, habitualmente llamado de disparo, cuyo extremo se ubica en la zona media del orificio que comunica las dos mitades de la llave. Dicho electrodo tiene 1 mm de diámetro, y está recubierto de un material aislante de 2 mm de pared. El electrodo de disparo y el disco forman lo que se denomina juego de electrodos secundarios, y permiten generar una descarga auxiliar que desencadena la descarga entre los electrodos principales.

El cierre de cada una de las tres llaves se realiza descargando una línea de transmisión auxiliar de 12 m de longitud, sobre el correspondiente electrodo de disparo. La tensión de carga de las líneas auxiliares, se corresponde con la mitad de la tensión de carga del banco.

La sincronización a la que se hizo referencia anteriormente, se logra controlando la descarga de estas líneas con una única llave rápida gaseosa auxiliar de baja inductancia y de baja potencia. El cierre de la misma se produce cuando sobre su electrodo de disparo se aplica un pulso de alta tensión generado por un sistema de disparo externo. El funcionamiento de dicho disparador está basado en la carga a baja tensión de una capacidad total de  $2 \mu\text{F}$ , y su descarga pulsada sobre el primario de una bobina de ignición de automóvil marca Citroën. Esto genera en el bobinado secundario el pulso de alta tensión referido anteriormente. Es importante destacar que por las características de construcción de la bobina de ignición elegida, el bobinado primario y secundario están eléctricamente desvinculados; desacoplando eléctricamente la zona de alta y baja tensión del circuito de disparo.

Por último, la tensión de trabajo se controla variando la presión y el gas que llena el volumen de las tres llaves. Para operar en el rango comprendido entre 20 y 30 kV, se presurizan con aire comprimido seco a una presión comprendida habitualmente entre 0.5 y 0.8 atm por sobre la presión atmosférica, permitiendo que fluya un caudal comprendido entre 60 y 90 cm<sup>3</sup>/s (medidos a presión atmosférica). La presión óptima de trabajo depende, por ejemplo, de las condiciones de humedad ambiente, por lo que debe ajustarse diariamente.

### **Sistema de aire comprimido**

El control de la presurización de las llaves que comandan la descarga es un aspecto importante en el control de la descarga del banco de capacitores; puesto que una presión excesivamente elevada puede impedirla o bien provocar que la misma se realice a través de cualquier camino alternativo que le sea favorable, en lugar de hacerlo entre los electrodos principales de cada llave.

La presurización mencionada se realiza empleando un compresor de aire conectado a un regulador de presión con filtro, en serie con un controlador de flujo. Un manómetro de aguja interpuesto entre este último y la entrada de las llaves a presurizar, permite determinar la presión de operación de las mismas. La salida de aire de cada llave está vinculada al exterior mediante una llave de paso fino que permite realizar el ajuste final de la presurización. En todos los casos, las conexiones se realizaron mediante tubos plásticos de 1/4" de diámetro.

Durante el desarrollo de las mediciones, la presión y flujo de operación de las llaves se fijan de modo que la carga del banco se realice de manera controlada, es decir, sin que espontáneamente se cierre ninguna de las llaves.

Es importante remarcar que el flujo continuo de aire seco resulta esencial para mantener el buen funcionamiento de las llaves. Durante las descargas se generan sustancias que son removidas por el flujo de aire, evitando la necesidad de mantenimiento de las llaves después de varios centenares de disparos.

### 2.1.3. Sistema de vacío e ingreso de gas

El sistema de vacío empleado cuenta con una bomba mecánica marca Varian modelo SD-700, utilizada para realizar bajo vacío en la cámara, permitiendo alcanzar presiones del orden de 0.001 mbar. Para la evacuación de la cámara en la zona de alto vacío, se utiliza una bomba difusora de aceite marca Varian modelo VHS-6. Su uso permite alcanzar presiones del orden de  $10^{-8}$  mbar en la entrada de la difusora.

Las presiones en el rango comprendido entre  $10^{-8}$  y 0.001 mbar son medidas empleando un manómetro de ionización. A su vez, se utiliza un manómetro de tipo termocupla para sensar presiones en el rango que abarca desde 0.001 hasta 0.1 mbar. Un manómetro capacitivo Edwards Barocel 600 AB de 0.01 mbar de sensibilidad, registra las presiones cuyos valores se encuentran entre 0 y 10 mbar. Un esquema simplificado del sistema de vacío puede verse en la figura 2.5. Se distinguen la bomba mecánica, la bomba difusora y las válvulas cuya operación permite realizar la evacuación y limpieza de la cámara. Pueden observarse también los manómetros que sensan la presión en cada caso y los tubos de gas de llenado. En las mediciones cuyos resultados se expondrán a lo largo de los siguientes capítulos se empleó, como gas de trabajo, deuterio dosificado con argón en distintas proporciones, fijando presiones totales comprendidas en el rango de 3 a 5 mbar.

Las maniobras necesarias para la incorporación de deuterio y argón en la cámara presentan, en su mayoría, características similares. A continuación se las describirá distinguiendo entre ambos gases únicamente cuando fuese necesario.

La operación de una válvula tipo pulmón incorporada al tubo que contiene el gas a alta presión (160 atm), permite ingresar una pequeña cantidad de dicho fluido a un conducto cilíndrico de 1/4 de pulgada de diámetro que establece la conexión del tubo de gas al sistema. Los materiales de construcción de estos conductos difieren según sean los requerimientos del gas que se

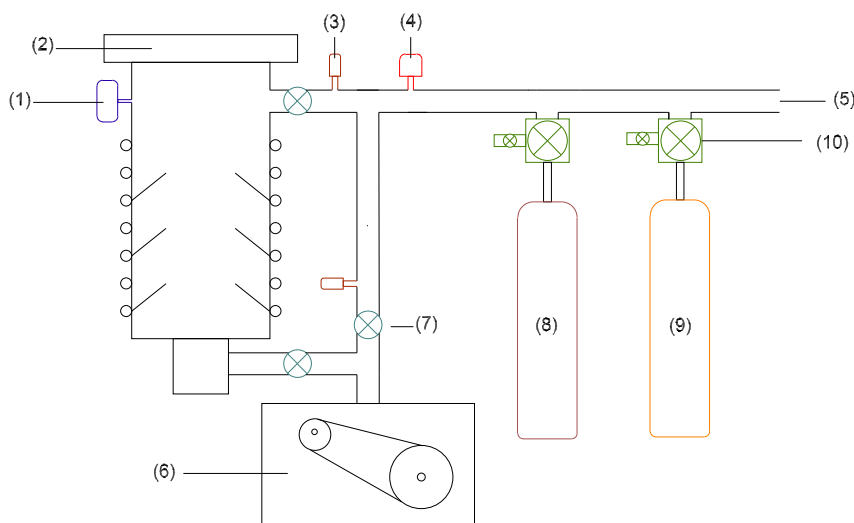


Figura 2.5: Esquema simplificado del sistema de vacío. Refs.: (1) manómetro de ionización, (2) bomba difusora, (3) manómetro de termocupla, (4) manómetro capacitivo, (5) conexión a la cámara de descargas, (6) bomba mecánica, (7) válvula, (8) reservorio de deuterio, (9) reservorio de argón, (10) conjunto de válvula de aguja y electroválvula.

manipule. Los mismos corresponden a cobre y plástico para deuterio y argón, respectivamente. La diferencia se debe a la inflamabilidad del deuterio y a la practicidad de realizar conexiones con tubos de plástico. A continuación se ubica un conjunto conformado por una electroválvula normalmente cerrada y una válvula de aguja. Su operación permite ingresar el gas de llenado a la cámara a través de un tubo metálico flexible conectado directamente a la boca NW-25 de la cámara de descarga. Utilizando O-rings o virolas, según el caso, se garantiza la hermeticidad del cierre en todas las conexiones.

En situaciones en las que se trabaja con mezcla de gases, y con el fin de garantizar su completa homogeneización, el ingreso de cada uno de los gases se realiza en varias etapas, incorporando alternativamente la adecuada cantidad de ambos fluidos. Tales magnitudes son controladas por el operador mediante el manómetro capacitivo al cual se hizo referencia en párrafos anteriores.

#### 2.1.4. Sistema de medición y adquisición de señales

El sistema de adquisición de señales consta de un osciloscopio digital de cuatro canales marca Tektronix modelo TDS3034B de 1 Gs/s de velocidad máxima de muestreo y 300 MHz de ancho de banda analógica y conectividad con PC vía red Ethernet. Todo el conjunto se ubica dentro de una jaula de Faraday.



## 2.2. Sensores y procedimientos experimentales

Las mediciones realizadas para monitorear el funcionamiento del equipo, consisten en el registro simultáneo de la evolución temporal de la derivada de la corriente de descarga, la tensión interelectródica y el voltaje de salida de un tubo fotomultiplicador. De esta última señal pueden inferirse las características de cada disparo en lo que respecta a la producción de rayos x y neutrones.

### 2.2.1. Sensores de monitoreo de la descarga

#### Divisor resistivo de tensión

Un divisor resistivo de tensión conectado entre la base del ánodo y tierra, permite medir la evolución temporal de la tensión interelectródica. El divisor está formado por una cadena de 98 resistencias comerciales de  $47\ \Omega$  y  $1/8\ \text{W}$  cada una, lo que hace una resistencia total medida de  $(4.6 \pm 0.14)\ \text{k}\Omega$ . La tensión medida sobre la resistencia conectada a tierra se registra en el osciloscopio mediante un cable de  $50\ \Omega$ . El paralelo formado por estas dos últimas impedancias es de  $(24.2 \pm 0.7)\ \Omega$ , determinando un factor de atenuación cuyo valor es de  $(190 \pm 8)$ .

Las tensiones típicas medidas sobre la resistencia conectada a tierra durante la operación del equipo son de aproximadamente 50 V en los instantes iniciales de la descarga, pudiendo alcanzarse tensiones del orden de 400 V durante la etapa de focalización de la lámina de corriente.

#### Bobina de Rogowski

La bobina de Rogowski empleada es un dispositivo que permite medir la derivada temporal de la corriente circulante por el circuito. Tal potencialidad encuentra origen en que por su geometría, disposición y características eléctricas, posibilita sensar la variación temporal del campo magnético producido por la corriente que se desea medir. Diversos detalles de la teoría de funcionamiento y construcción fueron tratados por Pellinen and Spence (1971), Bruzzone *et al.* (1973), Nassisi and Luches (1979), Pellinen *et al.* (1980), y por Stygar and Gerdin (1982), entre otros.

La figura 2.6 muestra un esquema en vista superior de la bobina de Rogowski empleada. El dispositivo consiste en un bobinado toroidal de 47 espiras equiespaciadas 1 cm, dispuestas

sobre el dieléctrico del conductor central de un cable RFA NU 174 FACETyT ( $50\Omega$ ) y donde el dieléctrico central contiene el conductor de retorno. Adicionalmente, la figura 2.6 ilustra la disposición del sensor respecto de la corriente cuya derivada se desea monitorear.

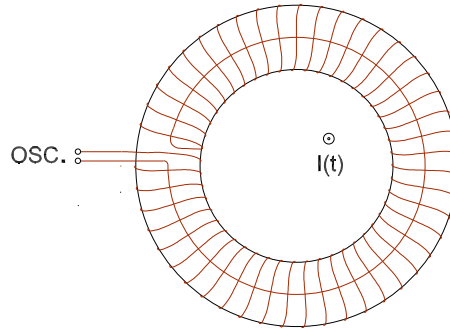


Figura 2.6: Esquema de la bobina de Rogowski empleada (vista superior).

En la figura 2.7 se presenta un esquema de la estructura interna de la bobina de Rogowski, en el que se destacan sus componentes fundamentales. Como lo ilustra la figura, las espiras sensoras están blindadas al ruido electromagnético. Dicho blindaje está provisto por un tubo de cobre conectado a tierra, al que se le practicaron cortes longitudinales a fin de reducir la inducción de corrientes parásitas. Por último, el conjunto está recubierto por una manguera plástica que lo aísla eléctricamente de los demás componentes del equipo.

La resistencia del conjunto formado por el bobinado y el microaxial de salida es de  $(0.80 \pm 0.05) \Omega$ , medida con un multímetro digital. Cabe mencionar que, como su principio de funcionamiento es inductivo, este tipo de detectores no necesita estar en contacto eléctrico con el circuito por donde circula la corriente cuya derivada temporal se desea medir.

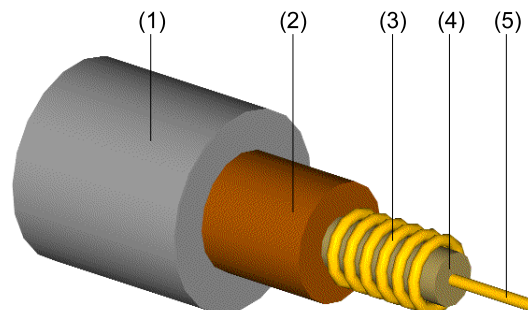


Figura 2.7: Esquema de la estructura interna de la bobina de Rogowski (vista lateral). Refs.: (1) aislación externa, (2) blindaje metálico (aislación de ruido electromagnético), (3) espiras, (4) dieléctrico (soporte de las espiras), (5) cable de retorno.

Las tensiones típicas inducidas sobre la bobina durante la operación del equipo resultan menores a 50 V en los instantes iniciales de la descarga, pudiendo alcanzarse tensiones del orden de los 100 V durante la etapa de focalización de la lámina de corriente.

Para medir la derivada temporal de la corriente que ingresa a la cámara durante las descargas, es necesario determinar su constante de calibración respecto de la señal voltaica que entrega. Considerando que el dispositivo tiene un coeficiente característico  $k_R$  definido de modo tal que

$$V_R = k_R \frac{dI}{dt} \quad (2.1)$$

donde  $V_R$  es la tensión medida e  $I$  es la corriente concatenada por la bobina, resulta (Bruzzone *et al.*, 1973):

$$k_R \approx \mu_o \pi n a^2. \quad (2.2)$$

donde  $\mu_o$  corresponde a la permeabilidad magnética del vacío, y se indican con  $n$  y  $a$ , la densidad lineal y radio de las espiras, respectivamente.

El valor que adopta  $k_R$  para el bobinado empleado es  $(8.1 \pm 0.6) \times 10^{-10}$  V seg/A. Este resultado proviene de considerar, en la ecuación (2.2), la densidad y radio que tienen las espiras del bobinado. La incerteza estimada para la constante de calibración es de naturaleza puramente geométrica y no contiene las aproximaciones necesarias para obtener la expresión (2.2). Tales aproximaciones se discutirán a continuación, analizando su aplicabilidad al caso del equipo GN1.

La expresión (2.2) es válida en tanto la distancia típica de variación de campo magnético asociado a la corriente que se desea medir sea mayor que el paso entre las espiras. La distancia típica de variación debe tomarse a lo largo del eje de las espiras. Esto significa que la bobina de Rogowski debe tener una alta densidad de espiras a lo largo de su eje. Dada la simetría cilíndrica, tanto de los electrodos como de la ubicación de la bobina respecto de los mismos, el campo magnético generado por la corriente de descarga en la posición de la bobina de Rogowski resulta azimutal y por lo tanto coaxial respecto del eje de la bobina. En consecuencia, la hipótesis de alto número de espiras por unidad de longitud está aceptablemente justificada, pues el módulo del campo magnético es prácticamente constante a lo largo del eje de la bobina de Rogowski.

Es importante también que el conductor de retorno de la bobina se ubique lo más cerca posible del centro geométrico del bobinado (Bruzzone *et al.*, 1973). Dado que las espiras se

enrollaron en torno del propio conductor central del microcoaxial, que actúa como conductor de retorno, este requerimiento sobre la construcción de la bobina de Rogowski también resulta satisfecho.

Una tercera condición para la validez de (2.2), es que la tensión entregada por la bobina a la impedancia de carga resulte proporcional a la derivada temporal de la corriente que se desea medir. Puede verse que si la impedancia de carga es del orden o menor que la impedancia característica del bobinado, la tensión de salida no guarda relación de proporcionalidad con la derivada de la corriente. En el caso extremo en que la impedancia de carga sea mucho menor que la impedancia del bobinado, la tensión de salida resulta proporcional a la corriente y no a su derivada.

Para el caso de la bobina empleada, la impedancia de carga es  $z_o = 50 \Omega$ . La misma corresponde a la impedancia característica del cable coaxial que transporta la señal hasta el osciloscopio, cuya impedancia de entrada es también  $50 \Omega$ . Considerando que la impedancia del bobinado es esencialmente inductiva y que su inductancia ( $L_R$ ) es del orden de  $10 \text{ nH}$ , si  $\omega$  corresponde a la frecuencia de la corriente inducida sobre la bobina, se tiene que la condición  $\omega L_R \ll z_o$  se satisface para tiempos característicos del orden de  $10 \text{ ns}$  o mayores. Como se verá más adelante, los tiempos de interés en la presente tesis cumplen con dicho requerimiento, por lo cual la condición de proporcionalidad entre la tensión sensada y la derivada temporal de la corriente de descarga, también está asegurada.

## Fototubo

Como fue mencionado al comienzo de la sección 2.2, el análisis de la señal entregada por el sistema centellador–fotomultiplicador permite evaluar las características de cada disparo en lo relativo a la producción de rayos x y neutrones.

Como sistema centellador–fotomultiplicador se empleó un fototubo RCA 6342 A, de diez etapas de amplificación, acoplado ópticamente a un cilindro de  $5 \text{ cm}$  de longitud y  $5 \text{ cm}$  de diámetro, fabricado con un material plástico modelo NE102A. Esta substancia es sensible a los rayos x emitidos por el equipo y, en menor medida, a la emisión neutrónica. El conjunto se dispuso dentro de un tubo de bronce de aproximadamente  $3 \text{ mm}$  de pared, a fin de proveerle el necesario blindaje electromagnético.

En condiciones normales de operación del equipo, la tensión de polarización es fijada en  $+800 \text{ V}$  mediante una fuente de alta tensión marca Altatec ( $0 - 2 \text{ kV}$ ,  $50 \text{ mA}$ ). Dispuestos a  $3.9 \text{ m}$

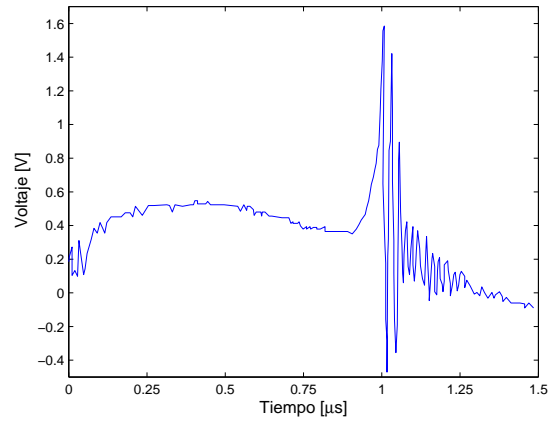
de la cámara de descargas, se ubican dentro de una jaula de Faraday, tanto el montaje realizado para el fototubo como su fuente de alimentación. En la referencia (Casin, 1980) puede hallarse un pormenorizado estudio sobre el uso de estos fotomultiplicadores y centelladores para realizar mediciones de rayos x y neutrones provenientes de un Plasma Focus pequeño. El proceso de detección y transducción de los pulsos x de interés, en la señal eléctrica entregada por el sistema recientemente descrito, puede resumirse como sigue (Knoll, 1979):

El haz de rayos x incidente sobre el centellador excita, con cierta eficiencia que depende de la energía de los fotones que conforman el haz, los niveles moleculares de la sustancia que compone el material. Como consecuencia del decaimiento, que tiene asociado aproximadamente 3 ns de vida media, el centellador emite radiación visible con un espectro dominado por fotones de 425 nm. Cierta fracción de los fotones generados por este mecanismo ingresan al fototubo e inciden sobre el fotocátodo, produciendo electrones por efecto fotoeléctrico. Estos fotoelectrones son acelerados y multiplicados en cada una de las 10 etapas de amplificación del fototubo. De esta forma se incrementa en un factor del orden de  $10^4$ , dependiendo considerablemente de la tensión de polarización, la cantidad de electrones incidentes en el electrodo colector. La corriente así generada circula a través de una resistencia sobre la cual el osciloscopio adquiere una señal voltaica.

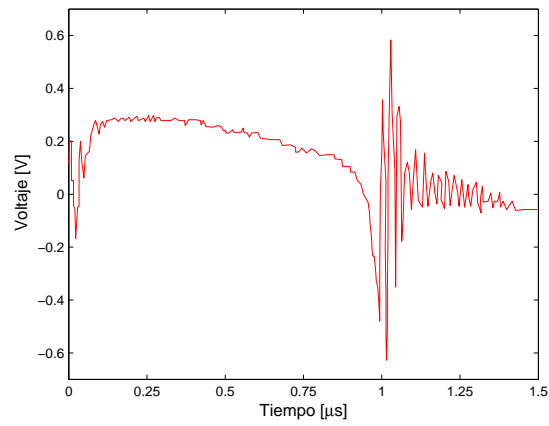
### 2.2.2. Señales típicas de monitoreo

En la figura 2.8 (a), (b) y (c), se muestran las mediciones diagnósticas de la tensión interestródica, la derivada temporal de la corriente de descarga y la tensión provista por el fototubo, respectivamente, tal como son adquiridas durante el normal desarrollo de las mediciones.

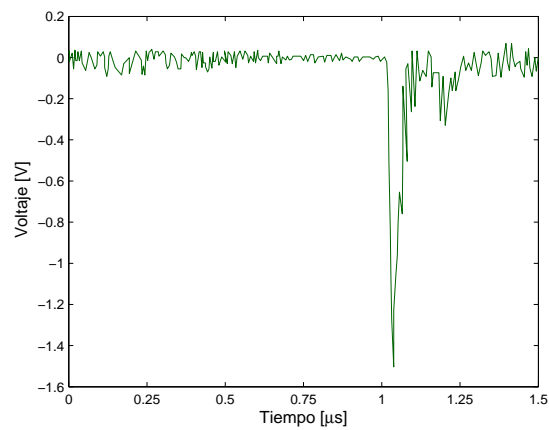
De la figura 2.8 (a) y (b) puede verse que existe un instante, llamado de focalización, en el cual la derivada temporal de la corriente presenta un mínimo, a la vez que la tensión interestródica adopta un valor máximo. Este hecho puede aducirse a la violenta variación de la inductancia asociada al plasma durante el colapso de la lámina de corriente. Asimismo, las oscilaciones que se ven en ambas señales inmediatamente después de la focalización, se deben a oscilaciones eléctricas del sistema y a la dinámica del plasma luego de la focalización. Puede observarse además que, aunque de menor amplitud, se encuentra también este tipo de oscilaciones al inicio de la descarga. El comportamiento oscilatorio observado es característico de los circuitos RLC pero, con la particularidad de que en un Plasma Focus la inductancia es una magnitud fuertemente dependiente del tiempo, especialmente durante la focalización.



(a)



(b)



(c)

Figura 2.8: Mediciones diagn3sticas representativas realizadas en el equipo GN1 con 3 mbar de deuterio puro como gas de llenado. Refs.: (a) voltaje interelectr3dico, (b) derivada temporal de la corriente, (c) se1al del fototubo. Se utilizaron atenuadores de factor 100 en la adquisici3n tanto del voltaje entre los electrodos como de la derivada de la corriente.

Por otra parte, en la figura 2.8 (c) pueden distinguirse claramente dos picos negativos (fotopicos): el primero de ellos tiene un ancho mitad de altura de 50 ns aproximadamente y se identifica con la emisión  $x$  de interés en la presente tesis; el segundo se asigna a la producción neutrónica. Esta distinción está fundamentada en el hecho de que en ausencia de neutrones, el segundo pico no aparece en la señal. El número de neutrones emitidos en cada disparo se mide independientemente mediante activación de plata (Delellis, 1976; Gentilini *et al.*, 1980).

Adicionalmente, el valor que toma la amplitud del fotopico identificado con la emisión  $x$  se utiliza, en cada disparo, como parámetro de diagnóstico de la eficiencia relativa en la producción de rayos  $x$ .

Si bien las señales correspondientes a la bobina de Rogowski, el divisor de tensión y el fototubo se registran simultáneamente, existe entre ellas cierto desfase temporal producto de los distintos tiempos de tránsito en cada cable de conexión al osciloscopio. En el caso de las radiaciones  $x$  y neutrónica deben considerarse además el tiempo de vuelo asociado al trayecto que recorren desde la cámara hasta el sensor, y los 46 ns de retardo intrínsecos del fotomultiplicador (Grondona, 1989). Consecuentemente, es necesario sincronizar los eventos contenidos en las señales diagnósticas para su correcta interpretación, considerando los tiempos de retraso indicados en la tabla 2.4.

Señal de monitoreo	retraso [ns]
Tensión interelectrónica	$39 \pm 2$
Derivada de la corriente de descarga	$37 \pm 2$
Rayos $x$ (fototubo)	$65 \pm 2$
Neutrones (fototubo)	$243 \pm 2$

Tabla 2.4: Tiempos de tránsito de las señales de monitoreo desde su lugar de origen hasta el osciloscopio.

La estimación de estos tiempos se realiza teniendo en cuenta que la radiación  $x$  viaja por el aire a la velocidad de la luz, que los neutrones se emiten con una energía de 2.45 MeV y que las señales eléctricas se propagan a razón de 5 ns/m por los cables. Realizadas las correcciones necesarias, puede afirmarse con una incerteza de 10 ns, que la producción de rayos  $x$  y la focalización ocurren simultáneamente, a todas las presiones de llenado comprendidas en el rango de trabajo. Del mismo modo, puede afirmarse que la emisión neutrónica es prácticamente coincidente con la focalización, a pesar de que en la figura 2.8 (c) se observa demorada respecto de la misma y de la emisión  $x$ , debido al retraso de aproximadamente 243 ns consignado en la tabla 2.4.

Si la descarga se realiza en deuterio dosificado en volumen con un 2.5 % de argón a una presión total de 3 mbar, la focalización ocurre alrededor de  $1.3 \mu\text{s}$  después de haber comenzado la descarga. A presiones mayores, las focalizaciones ocurren más tarde, pero continúan siendo prácticamente simultáneas con la emisión x. Lo análogo ocurre a presiones menores a 3 mbar.

### 2.2.3. Detección de la radiación x de alta energía

Como detector para la radiación x de alta energía se empleó un sistema película-pantalla de uso habitual en radiología general, compuesto por película KODAK T-Mat/G y pantallas intensificadoras fabricadas con oxisulfato de gadolinio dopado con terbio ( $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S:Tb}$ ). Esta substancia actúa como transductor de la radiación x incidente, en la luz visible que impresiona la película.

La película se dispone dentro de un cassette radiográfico de  $13 \times 18 \text{ cm}^2$  de superficie que es estanco a la luz visible, y cuyas paredes internas están recubiertas con los transductores a los que se hizo referencia anteriormente. La figura 2.9 muestra un esquema del detector empleado en donde se ilustra la disposición relativa de las pantallas intensificadoras y la película radiográfica.

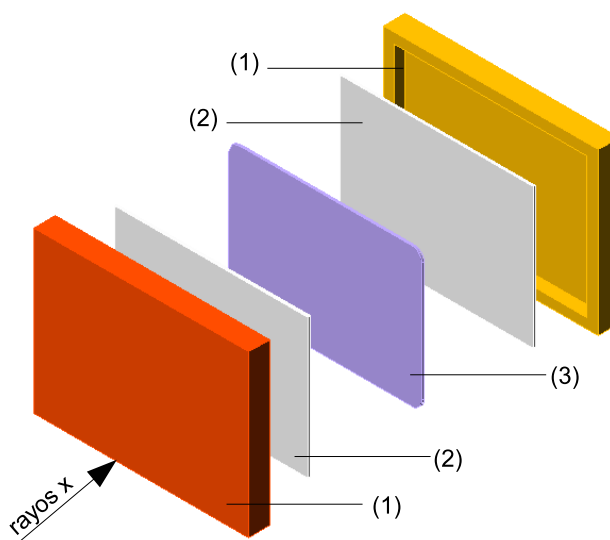


Figura 2.9: Esquema del sistema de detección propuesto para la radiación x de alta energía. Refs.: (1) cuerpo plástico del cassette radiográfico, (2) pantalla intensificadora, (3) película radiográfica.

La figura 2.10 (a) presenta la distribución espectral de la luz emitida por las pantallas intensificadoras. Puede verse que el espectro es discreto y está dominado por fotones de aproxi-



madamente 540 nm (verde), presentando dos componentes secundarias en relevancia, ubicadas en 480 y 580 nm, respectivamente, y cuya intensidad relativa respecto del máximo es igual a 0.34 (Duclos, 1998). Complementariamente, la figura 2.10 (b) muestra la curva de sensibilidad espectral de la película radiográfica empleada. Como lo indica el gráfico, el rango de sensibilidad espectral abarca longitudes de onda comprendidas entre 300 y 580 nm (Eastman Kodak Company, 1994), de esta manera resulta compatible con la emisión ilustrada en la figura 2.10 (a) y por ello adecuada para registrar la luz emitida por las pantallas intensificadoras. Cabe destacar que por sí mismo, el film no es sensible a la radiación x que se desea detectar, ni a longitudes de onda por sobre 650 nm (rojo).

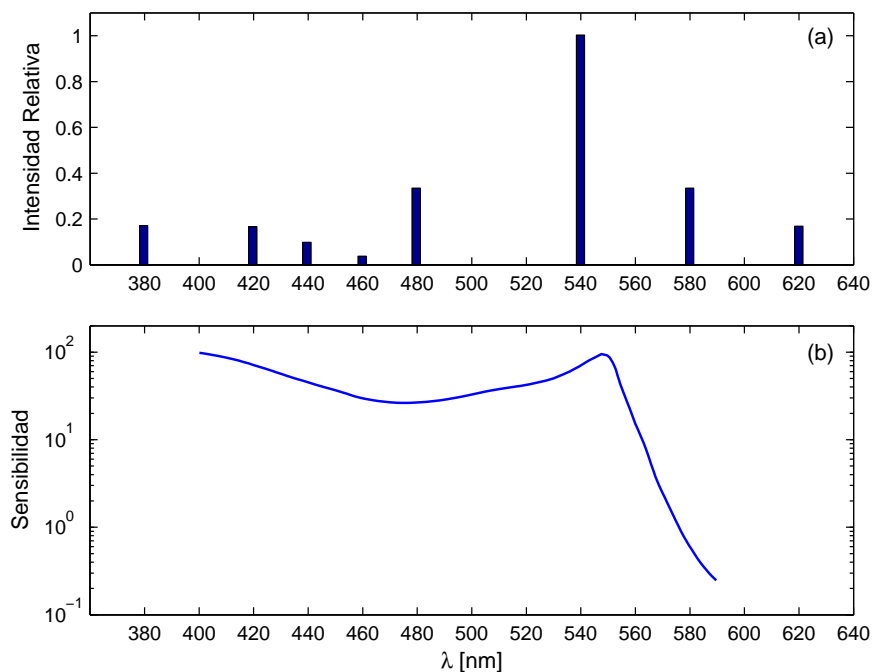


Figura 2.10: (a) Distribución espectral de la luz emitida por las pantallas intensificadoras (Duclos, 1998). (b) Sensibilidad espectral de la película KODAK T-Mat/G (Eastman Kodak Company, 1994).

La figura 2.11 muestra el gráfico de la eficiencia normalizada,  $\eta(E)$ , de conversión de la pantalla intensificadora empleada, como función de la energía del fotón x incidente. Fue calculada considerando la sección eficaz de interacción de la radiación de interés con el material sensible de la pantalla intensificadora. Adicionalmente, se asumió linealidad entre la energía que llega a la película radiográfica y la energía depositada en la pantalla. Los resultados ilustrados en la figura 2.11 son concordantes con lo publicado en la bibliografía del tema (Illerhaus *et al.*, 2004).

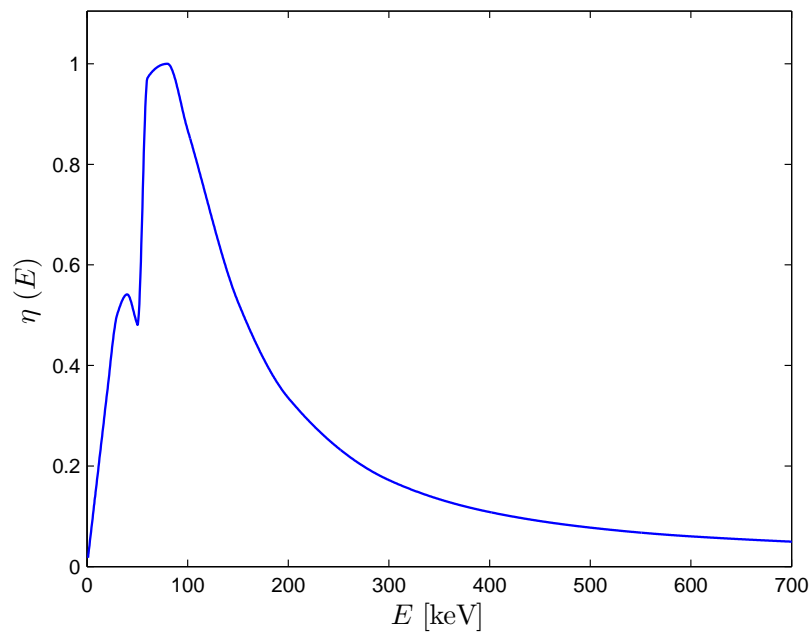


Figura 2.11: Eficiencia normalizada de conversión de la pantalla intensificadora empleada, en función de la energía del fotón incidente.

Para completar la descripción general de las características del detector de rayos x, en la figura 2.12 se ilustra la curva sensitométrica de la película radiográfica empleada (Eastman Kodak Company, 1994). Esta curva caracteriza la respuesta de la emulsión de la película frente a la energía radiante que incide sobre ella; vinculando la exposición relativa ( $E_{rel}$ ) a la que fue sometida, con su densidad óptica ( $DO$ ). Esta última magnitud es una medida del ennegrecimiento que se produce en la película como consecuencia de la exposición y será definida formalmente en el apartado 3.1.2. Como se desprende de la figura 2.12, la curva es del tipo sigmoideal y presenta tres regiones distinguibles. Exposiciones relativas por debajo de 0.01 corresponden a la zona de baja exposición, en donde la densidad óptica es prácticamente constante e igual a 0.2. Este valor característico es habitualmente llamado *velo* y corresponde a la densidad óptica que presenta el material sobre el que está depositada la emulsión, o equivalentemente, puede interpretárselo como la densidad óptica medida en una región de la película que no fue irradiada. Por otra parte, exposiciones mayores a 1 corresponden a la zona de sobre exposición, en donde la densidad óptica comienza a presentar signos de saturación adoptando valores cercanos a 3.5. Por ello, dicho valor es habitualmente llamado de *saturación*. La zona intermedia, corresponde a una región de respuesta aproximadamente lineal del film entre la exposición relativa y la densidad óptica registrada.

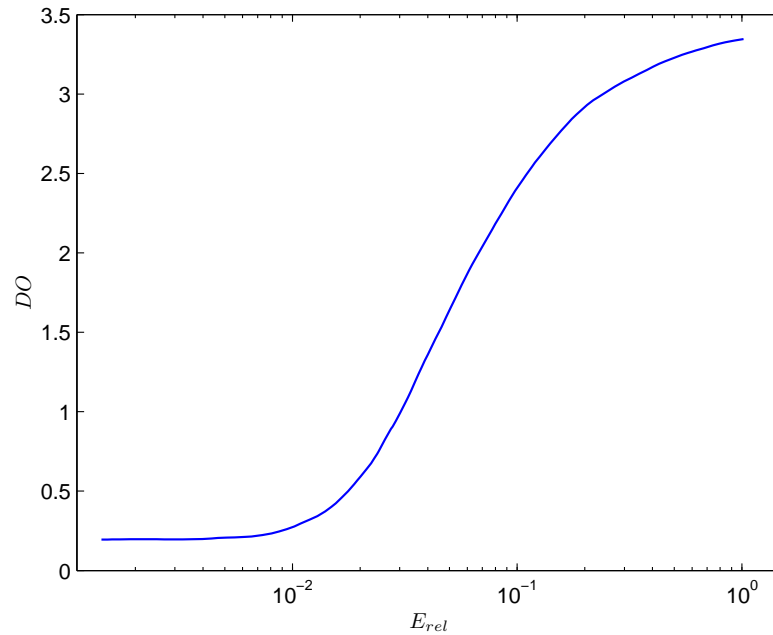


Figura 2.12: Curva sensitométrica de la película KODAK T-Mat/G (Eastman Kodak Company, 1994).

#### 2.2.4. Obtención de imágenes radiográficas

Para la obtención sistemática de imágenes es imprescindible que el Plasma Focus esté en régimen de operación. De ser necesario, se efectúan sucesivamente para ello, series de 10 descargas preliminares. Entre cada una de ellas se conecta la cámara a la bomba difusora durante un período de 10 minutos aproximadamente, luego de lo cual se renueva la carga del gas de trabajo.

En los apartados siguientes se describirán tanto el montaje experimental como el método empleado para la obtención de radiografías de objetos metálicos. Adicionalmente, se comentarán las características generales de exposición y procesamiento de la película.

##### Montaje experimental

La figura 2.13 presenta una fotografía del montaje experimental implementado para la obtención de radiografías de objetos metálicos empleando la radiación x emitida por el Plasma Focus. Se destacan la cámara de descarga y parte del banco de capacitores. Montado sobre un banco óptico alineado con el eje de simetría de los electrodos, se encuentra un portaobjeto sobre el que fue dispuesto un portaplacas que aloja el cassette radiográfico descrito en el apartado 2.2.3. El portaplacas asegura la verticalidad del cassette radiográfico y, dado su acoplamiento al

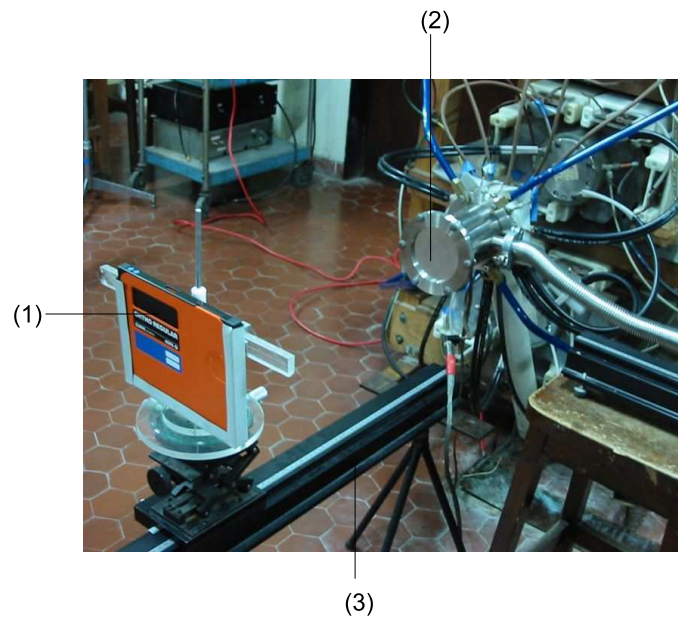


Figura 2.13: Montaje experimental general para radiografías. Refs.: (1) cassette radiográfico en un portaplaques, (2) cámara de descarga, (3) banco óptico.

portaobjetos, minimiza su distancia a la pieza. El conjunto puede fijarse a distintas distancias de la pared frontal de la cámara.

## Método utilizado

### Ubicación del detector

La separación cámara–detector constituye uno de los parámetros geométricos más importantes involucrados en el método radiográfico empleado. Está definida como la distancia entre el detector de rayos x y la ventana de salida de la radiación, que es a la vez la pared frontal de la cámara de descarga.

La variación de este parámetro permite cierto control sobre la irradiación que recibe la película. Al alejar el cassette radiográfico de la cámara, se disminuye el número de fotones que impactan sobre ella por unidad de superficie, y por ello la intensidad de la radiación incidente sobre la película resulta mayor cuanto menor es esta distancia. Por otra parte, se observa que el alejamiento del detector con respecto de la cámara implica un incremento en la homogeneidad de la impresión del film. Haciendo estas consideraciones se ajusta dicha distancia de acuerdo a los requerimientos de la pieza a radiografiar.

A lo largo de la tarea experimental que da contenido a la presente tesis, se realizaron sucesivas mediciones ubicando el detector a distintas distancias de la cámara. Para distancias comprendidas entre 40 y 120 cm aproximadamente, las imágenes obtenidas a partir de una exposición simple de la película resultan de buena calidad, claras, con buen contraste y sin zonas de penumbra evidente, por lo cual la aproximación de fuente puntual resulta válida para estos valores de los parámetros.

### Exposición de la película

Debido a que aún cuando el equipo esté en régimen, no hay producción de rayos x en todos los disparos, el diagnóstico de la efectividad de cada disparo individual es crucial a la hora de decidir si se realiza o no el revelado de la película. Se ha encontrado la existencia de cierto umbral para una impresión clara y con buen contraste. Por ejemplo, ocurre que una emisión para la cual se registra una amplitud de fotopico igual a  $-1.0\text{ V}$  es suficiente para obtener una imagen nítida de un conector BNC dispuesto a 70 cm de la pared frontal de la cámara de descarga; sin embargo, la superposición de dos exposiciones sucesivas de amplitudes  $-0.2\text{ V}$  y  $-0.8\text{ V}$ , no lo es.

Se ha observado además que este valor umbral varía conforme lo hace la distancia cámara–detector y es propio del objeto a ser radiografiado. Para un mismo objeto y establecida dicha distancia, este valor característico brinda una herramienta crucial para el diagnóstico buscado. Se procede al revelado sólo si la señal del fototubo supera el umbral, si no lo hace, se expone nuevamente la película. En las situaciones en las que no es admisible la exposición múltiple de la película, se la reemplaza por una nueva.

### Procesamiento de la película

El procesamiento de la película para obtener una radiografía se realiza en forma manual y requiere de cuatro etapas: revelado, enjuague, fijado y enjuague final. El revelado y fijación de la imagen se realizan empleando productos químicos marca KODAK modelo GBX, la duración de dichos procesos depende de la temperatura ambiente y se determina según las tablas y recomendaciones del fabricante. Tiempos representativos pueden ser de 1 a 3 minutos. Puede realizarse un ajuste fino de estos tiempos por inspección de la película durante el revelado empleando una luz roja tenue ya que, como lo ilustra la figura 2.10 (a), el film empleado es muy poco sensible a esa longitud de onda.

### 2.2.5. Sensibilidad del detector de rayos x a la radiación neutrónica

En las condiciones de operación optimizadas para la generación de rayos x, el equipo también emite radiación neutrónica de 2.45 MeV. Por este motivo, resultó de interés investigar si el detector empleado para registrar la emisión x es o no sensible a los neutrones emitidos durante la focalización del plasma.

En la configuración experimental especificada en la subsección 2.2.4 y empleando las radiaciones x y neutrónica emitidas por el Plasma Focus, se irradió una pieza plástica ubicada detrás de una pared de 32 mm de hierro e inmediatamente delante del detector. La disposición relativa del objeto, el detector y la pared de hierro fue establecida de modo tal de blindar totalmente el objeto y parte del detector a la radiación x.

En la imagen obtenida pueden distinguirse dos zonas de acuerdo a la densidad óptica que registran: la primera de ellas corresponde a la región de la película que fue irradiada directamente y la otra a la zona que permaneció oculta detrás de la pared, y donde podría verse la imagen del objeto. La densidad óptica medida para esta última región corresponde al valor de no irradiación o velo de la película, es decir que, en esa zona, el detector no tuvo registro alguno. Sin embargo, la región que fue expuesta directamente a la radiación x presentó una densidad óptica de 2.5. Este resultado permite afirmar que, al menos en las condiciones de operación de interés, el detector empleado no es sensible a la emisión neutrónica del Plasma Focus.

### 2.2.6. Dosimetría x de alta energía

Para investigar las características dosimétricas de la radiación x de alta energía emitida por el Plasma Focus se emplearon detectores termoluminiscentes (TLD). En los párrafos que siguen se presentarán las generalidades de los detectores empleados y una descripción simplificada de su principio de funcionamiento.

#### Termoluminiscencia

La exposición a radiación ionizante hace que algunos materiales emitan luz visible si, posteriormente a la irradiación, son sometidos a un estímulo térmico adecuado. Si bien este fenómeno fue experimentalmente controlado desde sus comienzos, la interpretación del proceso no se desarrolló completamente sino hasta el advenimiento de la mecánica cuántica.

De acuerdo al modelo de bandas y a diferencia de lo que ocurre en los átomos aislados donde existen niveles discretos de energía, los niveles energéticos de los electrones que conforman una estructura cristalina ideal están agrupados en bandas continuas de energía separadas por brechas de energía prohibida. Esto ocurre como consecuencia de que los numerosos orbitales atómicos se solapan, produciendo un número discreto de orbitales moleculares. La banda de mayor energía totalmente ocupada recibe el nombre de banda de valencia, y la banda con vacancias de energía menor, es llamada de conducción. En materiales aislantes y semiconductores la parte superior de la banda de valencia y la inferior de la de conducción están separadas por una brecha, de 10 eV de ancho típico, denominada banda prohibida, en la cual no hay estados accesibles para los electrones.

En un cristal real, la banda prohibida contiene un conjunto discreto de niveles metaestables. Estos niveles pueden ser generados mediante la implantación de impurezas. Estas últimas, llamadas activadores, proveen al cristal dos clases diferentes de imperfecciones:

- *Trampas para electrones y huecos*: estos sitios pueden capturar y retener los portadores de carga en un potencial eléctrico por largos períodos de tiempo.
- *Centros luminiscentes*: localizados en trampas tanto de electrones como de huecos, emiten luz visible cuando los portadores de carga tienen la posibilidad de recombinarse.

La figura 2.14 presenta un diagrama de niveles energéticos que ilustra el proceso de termoluminiscencia. A la izquierda de la figura, se indica la promoción de un electrón hacia la banda de conducción y su migración hacia una trampa. Complementariamente, el hueco generado por la ausencia del electrón migra hacia una trampa disponible. A la temperatura en la que se realiza la irradiación, la energía potencial de las trampas es suficiente para evitar, durante un lapso considerable, el escape del portador de carga atrapado. A la derecha de la figura 2.14, se ilustra el efecto del calentamiento del material habiendo asumido que, en términos energéticos, las trampas de electrones son menos profundas que las de los huecos y que por ello el electrón puede ser liberado primero. Por efecto de la agitación térmica, el electrón regresa a la banda de conducción y migra hacia una trampa captora de huecos, la cual puede actuar como centro luminiscente o bien estar fuertemente acoplado con uno. En este último caso, la recombinación está acompañada por la emisión de luz visible.

Si la temperatura de la muestra se eleva linealmente a partir de la temperatura a la que fue irradiada, la tasa de escape de los electrones atrapados crece, alcanzando un máximo a una dada temperatura  $T_m$ . A partir de dicho valor máximo, la tasa disminuye conforme se agotan

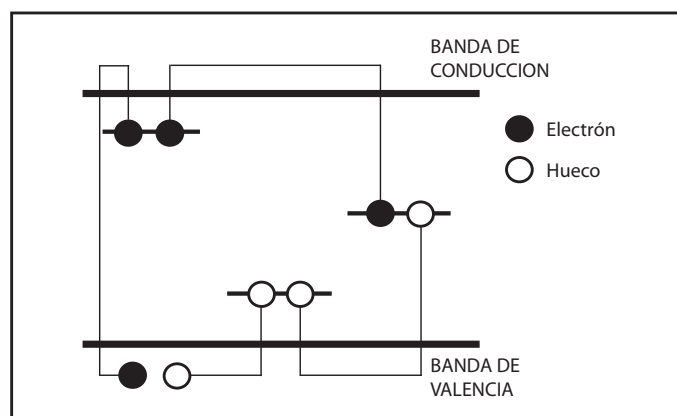


Figura 2.14: Proceso de termoluminiscencia ilustrado en un esquema de niveles energéticos. Izquierda: ionización por radiación y captura de electrones y huecos. Derecha: liberación de un electrón por calentamiento del material permitiendo la emisión de luz visible.

los electrones atrapados. Asumiendo que la intensidad luminosa emitida es proporcional a la tasa de escape de los electrones, puede determinarse una curva de intensidad termoluminiscente emitida en función de la temperatura de la muestra. Esta curva es conocida como la *curva glow* del material y, consistentemente con la tasa de escape de los portadores de carga, presenta un máximo en  $T_m$ . La existencia de trampas accesibles de distinta profundidad, da origen a distintos máximos locales en la curva glow. En general, dichos máximos pueden distinguirse claramente entre ellos, o estar total o parcialmente solapados.

Tanto el valor máximo global, como el área total bajo la curva glow, son directamente proporcionales a la energía depositada en el material por la radiación ionizante. Esta característica hace que los materiales termoluminiscentes resulten detectores adecuados para realizar estudios dosimétricos de radiaciones ionizantes.

### Detectores termoluminiscentes empleados

Como fue mencionado anteriormente, si el gas de trabajo contiene deuterio, junto a la radiación x de interés, el Plasma Focus puede emitir neutrones. En las condiciones de operación del equipo que resultan de interés en la presente tesis, esto es, empleando mezclas de deuterio y argón como gas de trabajo, la emisión neutrónica debe ser tomada en consideración; ya que si los detectores empleados para registrar la dosis fuesen también sensibles a dichos neutrones, la lectura de los detectores estaría vinculada a la dosis total y no a la que se pretende medir.



Tomando esto en consideración, se emplearon detectores termoluminiscentes Harshaw TLD 700 de Bicron/NE, USA. Los mismos son cristales de fluoruro de litio dopados con impurezas de magnesio y titanio (LiF:Mg,Ti). Los mismos tienen forma de prisma recto de aproximadamente 3 mm x 3 mm x 0,89 mm, y están enriquecidos fundamentalmente con  $^7\text{Li}$  (99,93 % de  $^7\text{Li}$  y 0,07 % de  $^6\text{Li}$ ) por lo que son prácticamente insensibles a radiaciones neutrónicas.

La influencia de los neutrones en la respuesta de los TLD cuya base es el fluoruro de litio, depende del isótopo del litio que predomine en su fabricación. El  $^6\text{Li}$  presenta una alta sección eficaz de captura de neutrones, causando por tanto reacciones nucleares que generan un incremento de la señal de respuesta para ciertos picos de la curva, que pueden coincidir parcialmente con los empleados para la dosimetría de fotones. El isótopo  $^7\text{Li}$  es insensible a la radiación neutrónica, por lo que los TLD que tienen una alta concentración de este isótopo, son los más adecuados para su empleo como dosímetros  $\gamma$  de alta energía exclusivamente.

Por otra parte, los TLD presentan diferentes características de sensibilidad y estabilidad en función del perfil tiempo-temperatura empleado en su lectura, también llamado tratamiento térmico. Generalmente, los picos de la curva glow ubicados a baja temperatura son menos estables, con lo que empleando un precalentamiento en el perfil tiempo-temperatura, es posible eliminarlos y realizar más fácilmente la integración de la señal procedente de los picos más estables (McKeever *et al.*, 1995). En la realización de las mediciones cuyos resultados se presentarán en el capítulo 6, se aplicó a los detectores el siguiente tratamiento térmico: fueron precalentados a 120 °C durante 10 segundos y desde allí su temperatura fue elevada linealmente en el tiempo a una tasa de 10 °C/s hasta alcanzar los 270 °C, temperatura mantenida durante los 16 segundos posteriores. Finalmente, se aplicó un recocido de 5 segundos a temperatura constante e igual a 300 °C. En comparación con otros tratamientos térmicos convencionales, el aplicado aumenta la sensibilidad de los detectores y disminuye la pérdida de la información almacenada (Gregori *et al.*, 2002). Que ocurra o no esto último, depende principalmente del tipo de material empleado, del lapso transcurrido entre la irradiación y la lectura, y de la temperatura a la cual están sometidos los detectores durante su irradiación y almacenamiento (Aguerre *et al.*, 2006).

Como ilustración, la figura 2.15 presenta una curva glow obtenida durante el desarrollo de las mediciones. Como puede observarse, la curva presenta un pico dominante, habitualmente llamado pico dosimétrico, en la región de los 235 °C. Aunque superpuesto parcialmente con el pico principal, antecediéndolo, puede identificarse el pico que habitualmente presentan los detectores del tipo LiF:Mg,Ti en la zona cercana a 180 °C (McKeever *et al.*, 1995).

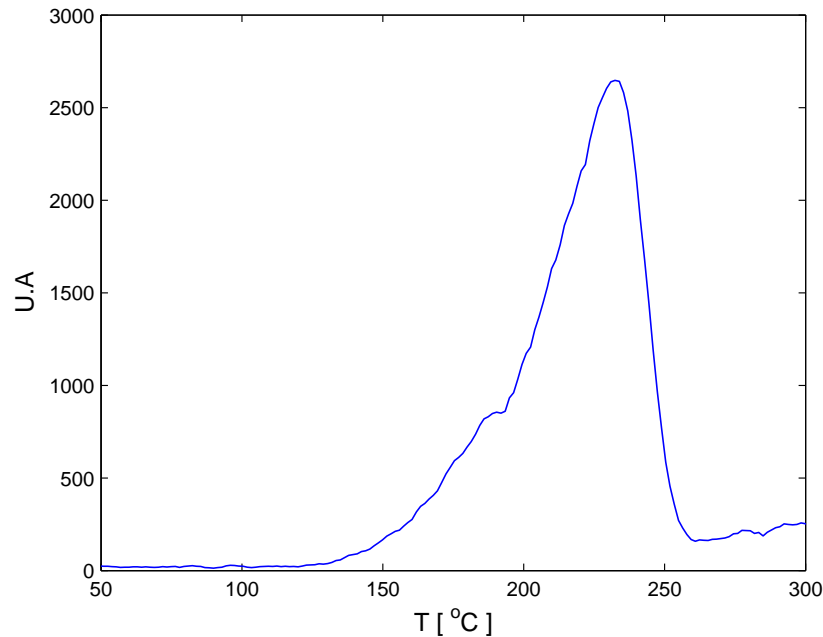


Figura 2.15: Curva glow representativa para detectores TLD700, obtenida durante el desarrollo de las mediciones.

Para las mediciones dosimétricas que dan contenido a la presente tesis, la lectura de los detectores se realizó empleando un equipo marca Harshaw modelo QS 3500. El mismo es un instrumento de medición de dosimetría por termoluminiscencia que se opera manualmente, con conectividad a una PC mediante un puerto serie RS-232-C de 25 pines.

De manera controlada, el instrumento eleva la temperatura del detector y un fototubo que forma parte del equipo, colecta la luz emitida por termoluminiscencia y la traduce en electrones que son amplificados en sus dinodos. Estos electrones son acumulados en un capacitor, cuya carga total se registra al final del proceso y corresponde al área bajo la curva glow analizada. Como se describirá en el apartado 6.2.2, esta magnitud es la que permite, mediante una calibración, estimar la dosis detectada por el TLD.

Puesto que existe la posibilidad de que luego de ser procesados, los detectores aún conserven un remanente de electrones en las trampas, deben ser puestos a cero antes de volver a ser empleados. Para ello se los calienta a 400 °C durante una hora, y posteriormente a 300 °C durante otras tres.

### Bibliografía adicional

- La producción neutrónica del Plasma Focus GN1 se estudia en  
Moreno *et al.*, 2000  
mientras que algunas de sus aplicaciones tecnológicas como fuente de radiaciones apta para radiografías de objetos metálicos en movimiento y para detección de agua se presentan en  
Moreno *et al.*, 2002
- La teoría y el diseño de bobinas de Rogowski de rápida respuesta temporal ( $\sim 1$  ns) se detalla en  
Nassisi and Luches, 1979  
Pellinen *et al.*, 1980  
Murgatroyd *et al.*, 1991
- Entre los artículos dedicados a la teoría y construcción de sondas magnéticas inductivas se encuentran  
Segre and Allen, 1960  
Ashby *et al.*, 1963  
Berglund *et al.*, 1963  
Phillips and Turner, 1965
- La teoría de lazos resistivos que permiten medir altas variaciones temporales de campo magnético se detalla en  
Bartoli and Gratton, 1966
- Importantes detalles sobre materiales y métodos radiográficos pueden verse en  
Quinn and Sigl, 1980
- La eficiencia absoluta de pantallas intensificadoras como las empleadas en la presente tesis fue investigada en condiciones de fluorescencia por la variedad de sus aplicaciones médicas. Resultados experimentales en función de la tensión de operación de tubos de rayos x pueden consultarse en  
Giakoumakis *et al.*, 1989 y 1990.  
para pantallas de  $Gd_2O_3 : Tb$  y  $Y_2O_3 : Tb$  de distinta densidad.
- La teoría cuántica de la exposición de una emulsión fotográfica se trata en  
Silberstein and Trivelli, 1945.
- Una muy amplia introducción a la dosimetría de radiaciones puede consultarse en  
Attix, 1986

# 3

## Análisis espectral de la radiación x de alta energía

### 3.1. Consideraciones generales

En virtud de que la emisión x de alta energía de un Plasma Focus es pulsada, de alta intensidad y con longitudes de onda inferiores a 0.1 nm, la determinación de sus componentes espectrales presenta una considerable dificultad experimental.

Basta considerar que la radiación que nos ocupa es capaz de atravesar metales con facilidad, para concluir que los métodos convencionales de espectroscopía desarrollados para la región del espectro visible o ultravioleta no son aplicables. Los espectrómetros que se emplean en las bandas de bajas longitudes de onda, operan en vacío y su agente dispersor es un cristal habitualmente de mica o LiF (Shrestha *et al.*, 2010). Con ellos se alcanza a cubrir sólo hasta la región de los 0.1 nm.

Los métodos de espectroscopía  $\gamma$  de uso corriente en instrumentación nuclear, por otra parte, serían perfectamente aplicables en cuanto al rango de longitudes de onda que cubren, pero tienen la particularidad de requerir eventos simples, esto es: sólo pueden procesar de a un fotón por vez. La emisión de un Plasma Focus, en cambio, tiene la característica de irradiar la totalidad de los fotones que se generan por disparo, en aproximadamente 50 ns; por lo que resulta tecnológicamente imposible en nuestros días, procesar la información espectral de cada uno de ellos en ese intervalo temporal. Puede resultar útil señalar, como referencia, que el tiempo de procesamiento de los analizadores multicanal comerciales actuales es de aproximadamente 500 ns.

Aún cuando se evacúe la región Plasma Focus–detector y éste se colocase suficientemente lejos de la fuente como para recibir un sólo fotón por vez, de modo tal que la electrónica del detector pudiera procesarlo antes de que llegue un segundo fotón, ocurriría que este segundo fotón podría llegar y ser procesado, por el mismo sistema detector, sólo si es emitido en un segundo disparo del Plasma Focus. Por lo que para construir un espectro representativo, esto es, con significado estadístico, habría que disparar el equipo un número impracticable de veces ( $\sim 10^4$ ) si se considera que las superficies de los electrodos y de la cámara se desgastan durante el desarrollo de las descargas, afectando la reproducibilidad de las condiciones en las que se realiza.

En la presente tesis se propone un método de análisis espectral, publicado en la referencia (Raspa and Moreno, 2009), basado en la absorción diferencial de la radiación en muestras metálicas y en el análisis densitométrico de sus radiografías. Las secciones siguientes estarán dedicadas a presentar el método en cuanto a su formulación e implementación experimental. El análisis de sus limitaciones se pospondrá hasta el capítulo 5 a fin de realizarlo a la luz de los resultados obtenidos.

### 3.1.1. Método propuesto

#### El coeficiente de atenuación másico

Al irradiar un objeto absorbente, la radiación interactúa con el material que lo conforma de modo que algunos fotones son removidos del haz incidente como consecuencia de distintos procesos de absorción y dispersión.

La sección eficaz total para la interacción de un fotón con la materia ( $\sigma_{total}$ ) es un parámetro microscópico, habitualmente expresado en barns/átomo, vinculado a la probabilidad de que un fotón sea removido del haz como consecuencia de la interacción. Dicha sección eficaz se expresa como la suma de las secciones eficaces correspondientes a las principales interacciones del fotón con la materia:

$$\sigma_{total} = \sigma_{ef} + \sigma_R + \sigma_C + \sigma_{par} + \sigma_{trip} \quad (3.1)$$

donde  $\sigma_{ef}$  se corresponde con la sección eficaz para el efecto fotoeléctrico y  $\sigma_R$  y  $\sigma_C$  están asociadas respectivamente, a la dispersión de Rayleigh (coherente) y de Compton (incoherente) del fotón. Por su parte,  $\sigma_{par}$  y  $\sigma_{trip}$  corresponden a las secciones eficaces de producción de pares ( $e^-$ ,  $e^+$ ) y de tripletes ( $2e^-$ ,  $e^+$ ) en los campos nucleares y electrónicos, respectivamente.

En la definición dada en (3.1), se han ignorado otras interacciones fotón – átomo de menor probabilidad, como pueden ser las dispersiones por resonancia nuclear y de Delbruk, o la absorción del fotón por parte del núcleo (Hubbell and Seltzer, 1996).

La sección eficaz macroscópica ( $k$ ) correspondiente se define como lo expresa la ecuación (3.2), donde  $n$  representa la densidad numérica de átomos del blanco involucrados en la interacción.

$$k = n \sigma_{total} \quad (3.2)$$

Habitualmente expresada en  $\text{cm}^{-1}$ , la cantidad definida en (3.2) es también llamada coeficiente de atenuación lineal. Dado que el número de átomos intervinientes en la interacción depende de la densidad de material con que está construido el blanco, la atenuación producida por un absorbente de densidad  $\rho$ , se expresa mediante su factor de atenuación másico  $\mu$ :

$$\mu = k/\rho. \quad (3.3)$$

Esta cantidad es comúnmente empleada en cálculos de penetración de fotones en muestras biológicas y otros materiales de interés radiológico. Por su utilidad, está tabulada para un gran número de sustancias puras y compuestas, en función de la energía de la radiación incidente. En particular, se encuentra tabulada para elementos de número atómico entre  $Z = 1$  y 92, y energías comprendidas en el rango de 1 keV a 20 MeV (Hubbell and Seltzer, 1996). Como ejemplo, la

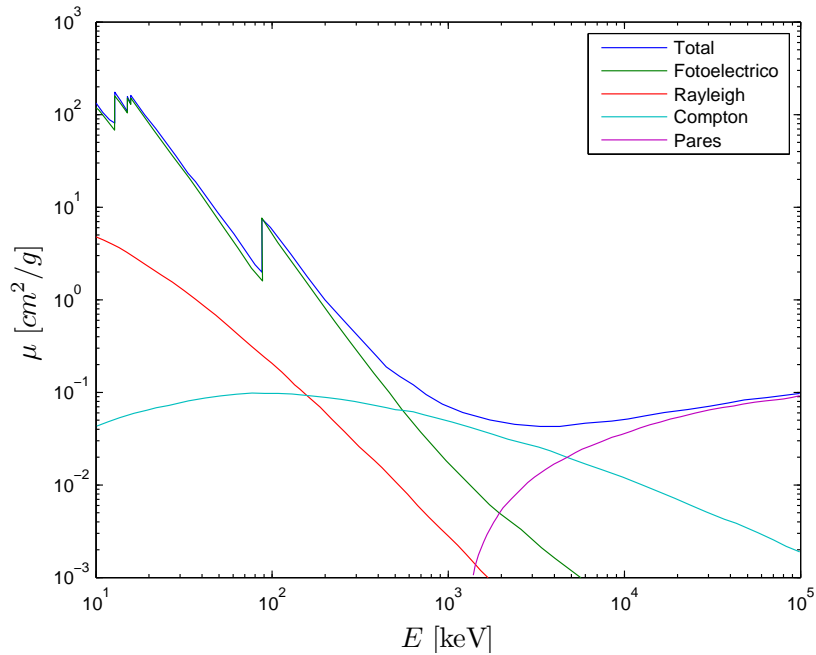


Figura 3.1: Coeficiente de atenuación másico del plomo en función de la energía de la radiación incidente. Superpuestas se grafican sus principales contribuciones en el rango de energía ilustrado.

figura 3.1 muestra el gráfico del coeficiente de atenuación másico del plomo para fotones de energías comprendidas entre 10 y  $10^5$  keV. Superpuestas se grafican además, las contribuciones correspondientes a los distintos procesos que tienen lugar en este rango de energía.

### Formulación del método propuesto

En primera aproximación, la interacción de un haz monoenergético con la materia, verifica que el decrecimiento diferencial relativo de la intensidad de radiación es proporcional a la distancia diferencial de penetración, siendo el factor de proporcionalidad el coeficiente de atenuación lineal. Por lo tanto, la transmisión de un haz monocromático a través de un material absorbente de espesor finito, responde a una atenuación exponencial caracterizada por el espesor de la muestra y el coeficiente de atenuación lineal correspondiente; cantidad que depende únicamente del material blanco y de la energía de la radiación incidente.

Si la emisión considerada resultase policromática, la atenuación exponencial a la que se hizo referencia anteriormente, debe aplicarse a cada una de las componentes espectrales.

El número de fotones visibles que impresionan la película por unidad de área como consecuencia de la transmisión de la radiación x de alta energía a través de una muestra arbitraria de

espesor  $d$ , está definida por

$$I(d) \equiv \int_0^\infty A \eta(E) C S(E) e^{-k(E)d} dE \quad (3.4)$$

donde  $A$  es la cantidad total de fotones  $x$  que por unidad de área, inciden sobre las pantallas intensificadoras,  $\eta(E)$  es la eficiencia de conversión  $x$  a visible introducida en el apartado 2.2.3,  $C$  es un coeficiente de acoplamiento óptico entre las pantallas y la película (independiente de la energía del fotón incidente), y  $S(E)$  representa la distribución espectral de la emisión  $x$  de alta energía que se busca determinar.

Las cantidades desconocidas  $A$  y  $C$  pueden eliminarse del análisis propuesto considerando un coeficiente de transmisión  $T(d)$ , definido como lo expresa la siguiente ecuación:

$$T(d) \equiv \frac{I(d)}{I(0)} = \frac{\int_0^\infty \eta(E) S(E) e^{-k(E)d} dE}{\int_0^\infty \eta(E) S(E) dE} \quad (3.5)$$

donde con  $I(0)$  se indica el número de fotones visibles que por unidad de área imprimen la película, como consecuencia de la irradiación directa del detector.

Para un conjunto de muestras metálicas de diferentes espesores y materiales, la ecuación (3.5) puede especificarse como

$$T_{ij} \equiv \frac{\int_0^\infty \eta(E) S(E) e^{-k_i(E)d_{ij}} dE}{\int_0^\infty \eta(E) S(E) dE} \quad (3.6)$$

donde  $T_{ij} \equiv T(d_{ij})$  es el coeficiente de transmisión correspondiente a la  $j$ -ésima muestra del  $i$ -ésimo material considerado. Se indican con  $k_i(E)$  y  $d_{ij}$ , respectivamente, el coeficiente de atenuación lineal y espesor de la muestra  $ij$ .

Por su definición,  $T_{ij}$  compara el número de fotones visibles que imprimen la película por unidad de área como resultado de irradiar la muestra  $ij$ , con el número de fotones que lo hacen como consecuencia de la irradiación directa del detector. En este sentido puede interpretarse a  $T_{ij}$  como la exposición relativa de la película, determinada por el espesor y material de la muestra  $ij$ .

Como será discutido en el capítulo 4, se propone determinar el espectro  $x$  de alta energía emitido por el Plasma Focus, a partir de la resolución de la ecuación (3.6) para un conjunto finito



de muestras. Para ello se requiere la determinación experimental de los coeficientes de transmisión para muestras de espesor y material definido. El diseño y construcción del conjunto de muestras empleado, así como el procedimiento de medición de los coeficientes  $T_{ij}^{exp}$  correspondientes, se presentarán a lo largo de la subsección 3.1.2.

### 3.1.2. Implementación experimental del método

#### Modificación del detector de rayos x

El sistema película–pantalla empleado para detectar la radiación x no brinda información sobre el coeficiente  $T_{ij}^{exp}$  requerido para la determinación del espectro  $S(E)$ , sino que genera una imagen radiográfica que presenta distintas densidades ópticas para cada una de las muestras  $ij$ . Por este motivo se interpuso entre cada pantalla intensificadora y la película, un conjunto calibrado de filtros grises para la luz emitida por las pantallas; de manera tal que luego de exponer el detector a la radiación x, el análisis densitométrico de la radiografía generada permita realizar una calibración entre las densidades ópticas medidas y las transmisiones absolutas de los filtros.

Como resultado, la exposición de la película estará calibrada, para cada radiografía, en función de la densidad óptica registrada en la zona de interés. De esta manera, los resultados obtenidos son independientes de eventuales e inevitables diferencias que pudieran ocurrir durante los procesos de revelado y fijado manual de la imagen.

Como conjunto calibrado de filtros grises, se empleó un patrón de calibración en densidad óptica marca AGFA, modelo Structurix Denstep 30, habitualmente empleado en densitometría para radiografía industrial. El mismo es un film de 35 mm de alto y 20 cm de longitud, cuya densidad óptica cubre, en 15 pasos, el rango entre 0.152 y 4.230. La ecuación (3.7) expresa la vinculación entre los valores de densidad óptica ( $DO$ ) y la transmisividad ( $T$ ) de cada uno de los elementos del patrón.

$$DO = \log(T) \quad (3.7)$$

Para la realización de las mediciones que dan contenido a la presente tesis, se emplearon únicamente los ocho primeros elementos del conjunto, obteniéndose transmisiones absolutas en el rango comprendido entre 0.074 y 0.700.

La figura 3.2 esquematiza la modificación realizada al detector de rayos x, ilustrando la

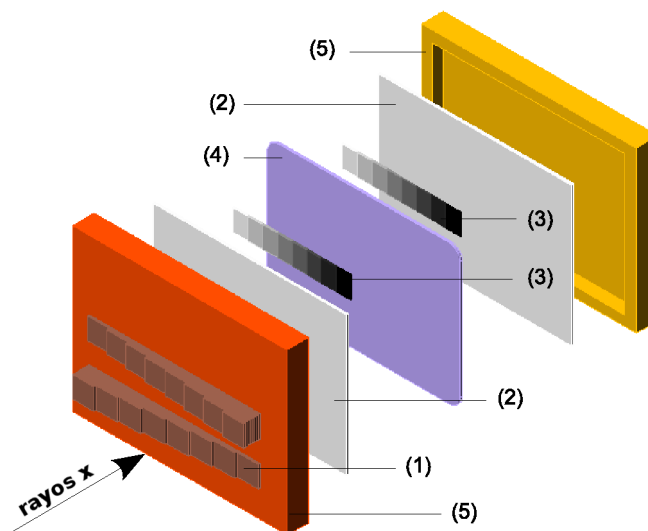


Figura 3.2: Detector empleado en la determinación del espectro de rayos x de alta energía. Por simplicidad se ilustran sólo dos conjuntos de muestras metálicas enfrentando la radiación. Refs.: (1) muestras metálicas, (2) pantalla intensificadora, (3) conjunto calibrado de filtros grises, (4) película radiográfica, (5) cassette radiográfico.

disposición general de las pantallas intensificadoras, los filtros grises calibrados y la película. En favor de la simplicidad de la figura, se ilustran sólo dos grupos de muestras metálicas enfrentando el haz de rayos x.

Complementariamente, la figura 3.3 presenta una fotografía del cassette radiográfico abierto, permitiendo ver su interior. Se destacan las pantallas intensificadoras que recubren su interior, y adheridos a su superficie, se distinguen los filtros grises empleados.

### Muestras empleadas

Se empleó un conjunto de muestras de calidad analítica de cobre, níquel, titanio, plata y plomo de distintos espesores. Las mismas fueron agrupadas por material y dispuestas en orden decreciente para su espesor de derecha a izquierda (cobre, níquel y titanio) y de arriba hacia abajo (plata). La figura 3.4 muestra una fotografía del conjunto, ilustrando la disposición general de las muestras empleadas, adheridas sobre la superficie exterior del cassette radiográfico.

Expresados en milímetros y en función del material de la muestra; los espesores utilizados pueden consultarse en la tabla 3.1. En todos los casos, la incerteza en la medición de los espesores es de 0.01 mm.

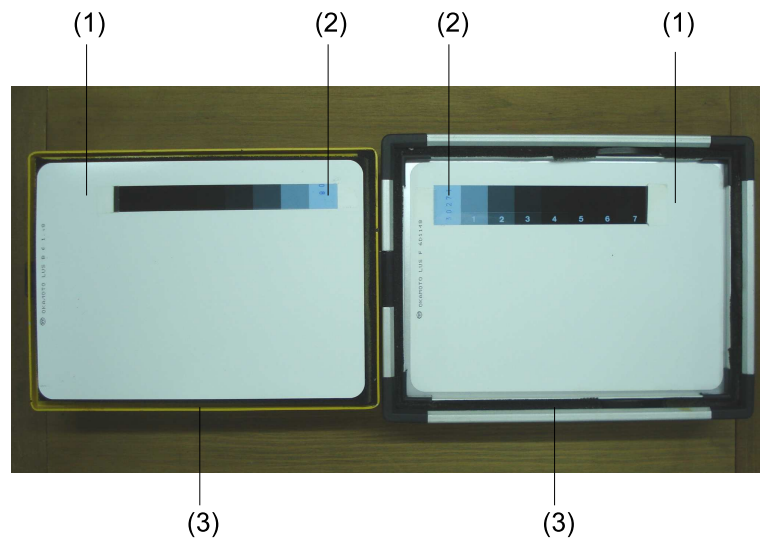


Figura 3.3: Fotografía del interior del cassette radiográfico modificado. Refs.: (1) pantalla intensificadora, (2) filtros grises calibrados, (3) cassette radiográfico.

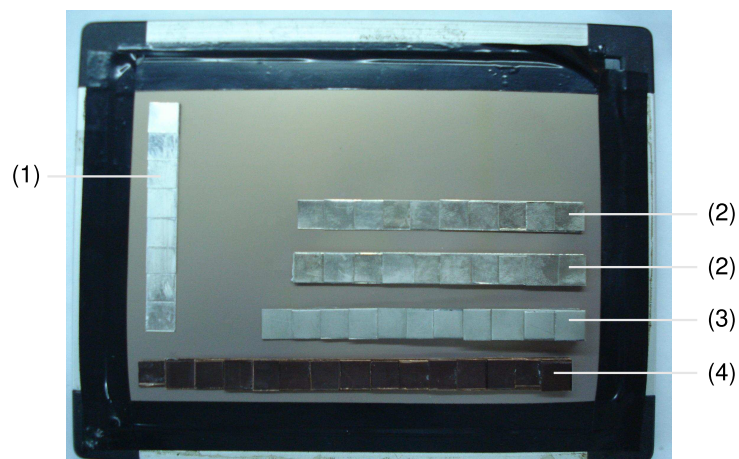


Figura 3.4: Fotografía del conjunto de muestras empleadas. Refs.: (1) plata, (2) níquel, (3) titanio, (4) cobre.

Material	Espesor [mm]
plata	0.10 a 0.80, en ocho pasos de 0.10
titanio	0.89 a 9.79, en once pasos de 0.89
cobre	0.20 a 3.00, en quince pasos de 0.20
níquel	0.15 a 3.00, en veinte pasos de 0.15
plomo	14.00 y 18.80

Tabla 3.1: Materiales y espesores de las muestras empleadas. La incerteza en los espesores es de 0.01 mm.

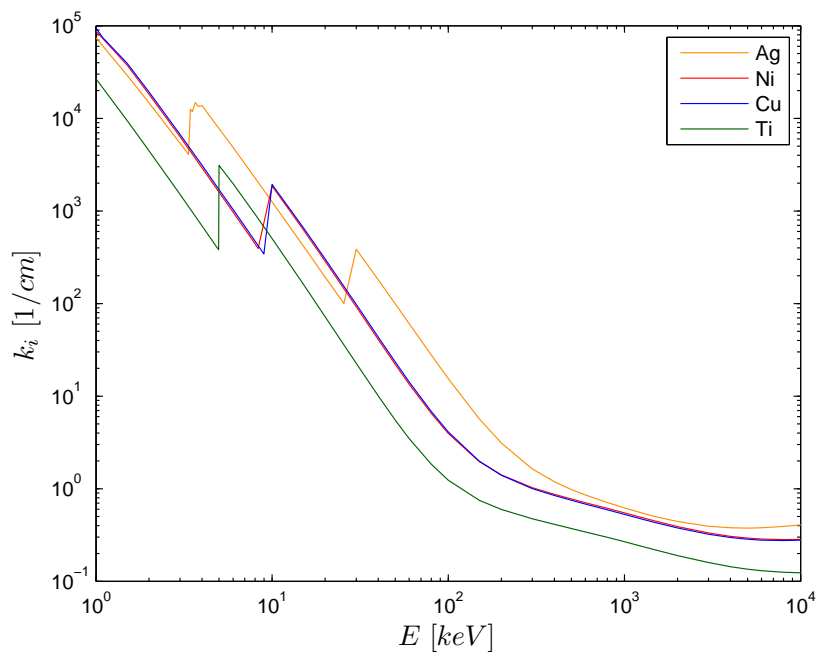


Figura 3.5: Coeficiente de atenuación lineal en función de la energía de la radiación incidente sobre muestras de plata, níquel, cobre y titanio.

En la figura 3.5 se grafican en escala doble logarítmica, las curvas de atenuación lineal para muestras de plata, níquel, cobre y titanio. Las mismas permiten comparar, en función de la energía de la radiación incidente, el poder de atenuación de muestras de similar espesor y distinto material. Por ejemplo, si las muestras fuesen irradiadas con fotones de 100 keV, una muestra de plata resultaría más absorbente que una de cobre, níquel o titanio de similar espesor. Equivalentemente, muestras similares de cobre y níquel provocarían atenuaciones análogas.

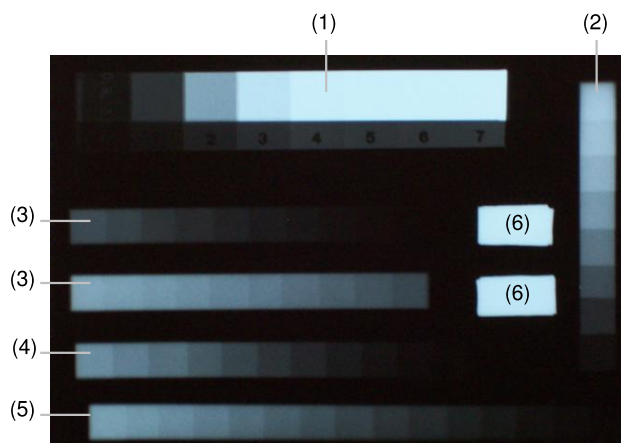


Figura 3.6: Imagen radiográfica del conjunto de muestras empleadas para determinar el espectro de radiación x de alta energía. Refs.: (1) imagen patrón, (2) plata, (3) níquel, (4) titanio, (5) cobre, (6) plomo (No ilustradas en la fotografía presentada en la figura 3.4 pues fueron agregadas con posterioridad).

### Radiografía de las muestras

Con el montaje y método descritos en 2.2.4, se obtuvieron las imágenes cuyo análisis densitométrico permite determinar la distribución espectral de los pulsos x de alta energía de interés en esta tesis.

En la figura 3.6 se muestra la imagen digitalizada de una de las radiografías analizadas. La misma fue tomada con una exposición simple de la película, habiendo dispuesto el detector y las muestras a 70 cm de la pared frontal de la cámara de descarga, como resultado de resolver el compromiso entre la homogeneidad y la intensidad de radiación requeridas para lograr una imagen clara y con buen contraste. El equipo fue operado con 30 kV de tensión de carga, y empleando una presión total de 3.5 mbar de una mezcla de deuterio y 2.5 % de argón (en volumen) como gas de trabajo. Adicionalmente a la imagen de las muestras empleadas, en la zona superior de la radiografía, puede apreciarse la imagen patrón que, como se discutirá en el apartado 3.1.2, será empleada para calibrar la exposición de la película.

Considerando los metales de calidad analítica y espesores disponibles en el mercado, el diseño del conjunto de muestras especificado en la tabla 3.1, fue realizado de modo tal que la atenuación de la radiación incidente sobre cada una de ellas permitiese tomar una radiografía clara y con buen contraste de todas las piezas empleadas. Con este fin se realizaron sucesivas pruebas en donde se evaluó cada radiografía respecto de su tono global y contraste en la imagen de cada pieza.

En la radiografía presentada en la figura 3.6, pueden apreciarse distintas tonalidades de acuerdo al espesor y material de las muestras: regiones más oscuras (o equivalentemente, de densidad óptica mayor) implican mayor exposición a la radiación, y corresponden ya sea a los espesores más finos, substancias menos atenuantes o al fondo de la película.

### Análisis densitométrico de las imágenes

Imágenes como la presentada en la figura 3.6, fueron analizadas en cuanto a las densidades ópticas registradas por la película, empleando un densitómetro óptico de transmisión Tobias TBX. Todas las radiografías procesadas verifican que la exposición de la película se ubica por sobre el velo y muy por debajo del nivel de saturación. Como lo indica la curva sensitométrica presentada en 2.2.3, los mismos corresponden a densidades ópticas de 0.2 y 3.5, respectivamente.

A fin de tomar en consideración eventuales inhomogeneidades en la impresión de la película, se consideró la densidad óptica normalizada ( $DON$ ), definida como lo expresa la ecuación (3.8)

$$DON_{ij} \equiv \frac{DO_{ij}}{DO_{ij}^{ED}} \quad (3.8)$$

donde  $DO_{ij}$  es la densidad óptica medida sobre la imagen de la muestra  $ij$  y  $DO_{ij}^{ED}$  es la correspondiente a una región identificada con la exposición directa ( $ED$ ) de la película, aledaña a aquella para la cual se midió  $DO_{ij}$ .

Como ejemplo, se presentan en la figura 3.7, los resultados del análisis de la radiografía presentada en la figura 3.6. Para muestras de plata, níquel, cobre y titanio, se ilustran graficadas en función del espesor correspondiente, las mediciones de densidad óptica normalizada. Las muestras de plomo fueron empleadas únicamente para determinar la densidad óptica correspondiente a la no irradiación de la película que, en todos los casos analizados, coincidió con el velo que indica la curva sensitométrica.

Como se desprende de los resultados ilustrados en la figura 3.7, las densidades ópticas normalizadas medidas para las muestras de cobre y níquel son indistinguibles. Esta observación es consistente con que los espesores considerados son muy similares, y con que, excepto para energías menores a 10 keV, la atenuación lineal para rayos x en cobre y níquel es análoga (ver figura 3.5). Adicionalmente y de acuerdo a lo que determina el valor relativo de los coeficientes de

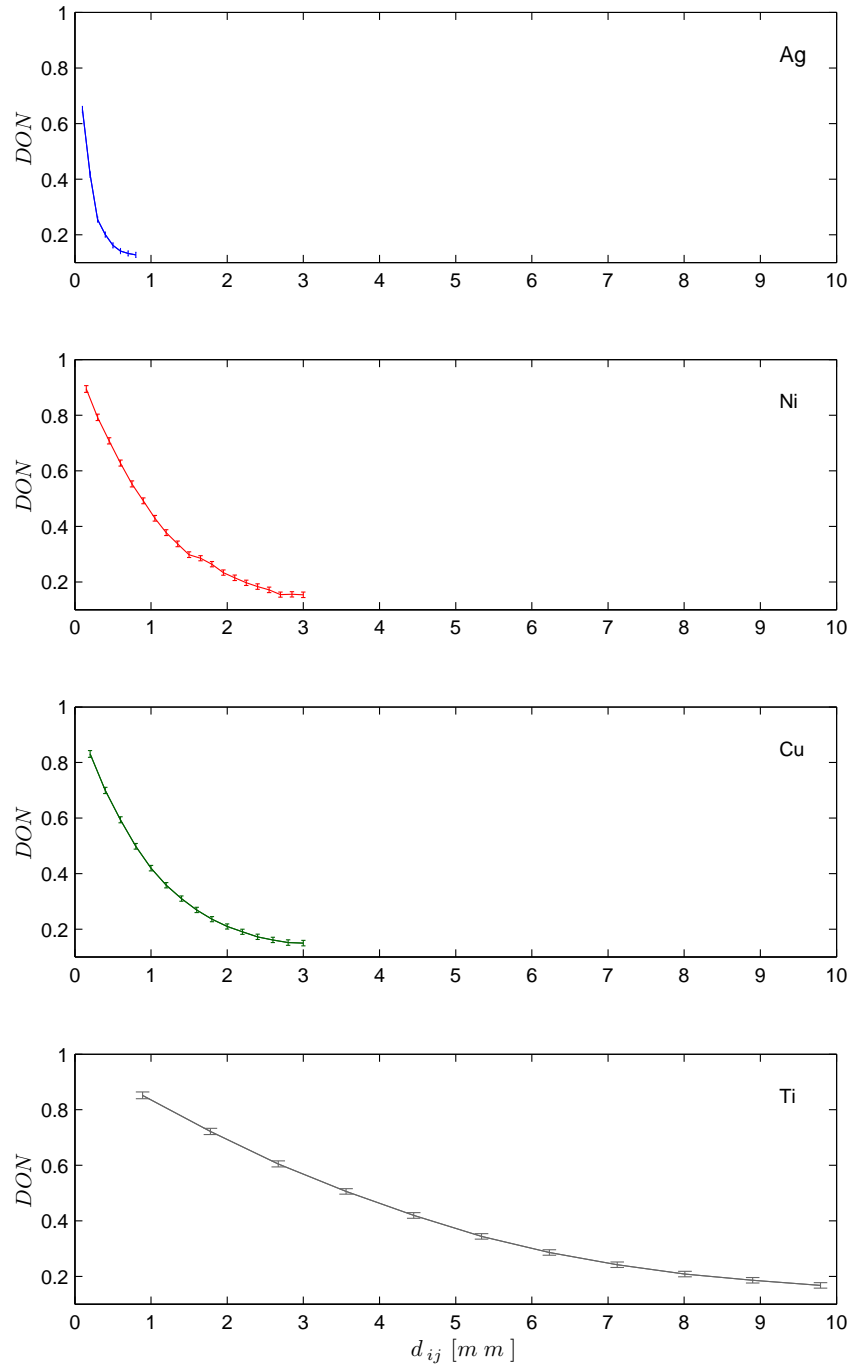


Figura 3.7: Densidad óptica normalizada correspondiente a las imágenes de las muestras metálicas consideradas, en función de su espesor.

atenuación lineal, las densidades ópticas medidas para muestras de espesor similar, disminuyen conforme se incrementa el número atómico del material.

### Determinación del coeficiente $T_{ij}^{exp}$

Para cada radiografía procesada, la calibración referida anteriormente, se determinó a partir del análisis densitométrico de la imagen patrón, y de los valores calibrados de transmisión del conjunto Denstep 30. Como ilustración de los resultados obtenidos, la figura 3.8 muestra la curva de calibración extraída del procesamiento de la radiografía presentada en la figura 3.6.

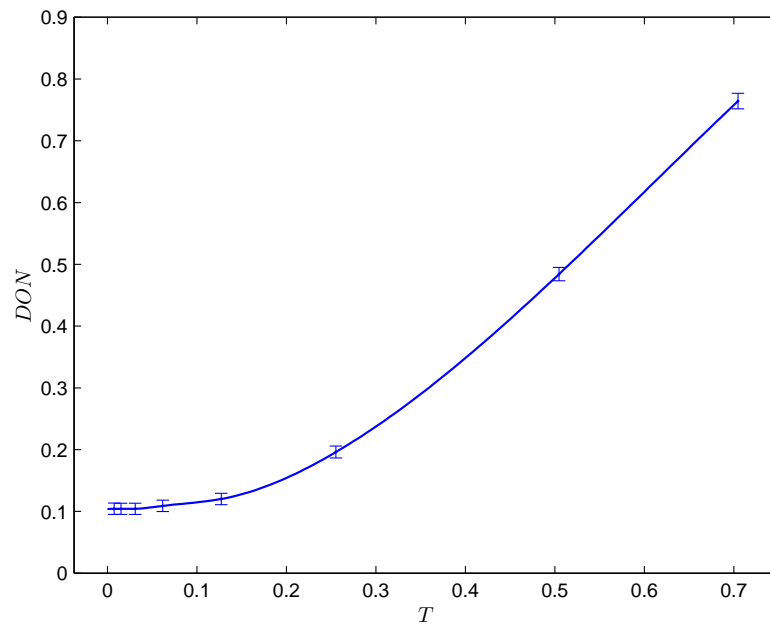


Figura 3.8: Curva de calibración obtenida a partir del análisis densitométrico de la imagen que se distingue en la zona superior de la radiografía presentada en la figura 3.6.

Consistentemente, valores de transmisión mayores, se corresponden con densidades ópticas más altas. El rango de calibración accesible está limitado principalmente por las densidades ópticas normalizadas medidas, por sobre el velo de la película, para la imagen patrón. Como lo ilustra la figura 3.8, valores típicos están comprendidos entre 0.1 y 0.8.

Los valores  $T_{ij}^{exp}$  se obtienen por interpolación de la densidad óptica normalizada de la muestra correspondiente, en la curva de calibración. Aquellas muestras cuya densidad óptica normalizada estuviera fuera del rango de calibración, fueron excluidas del análisis de la radiografía considerada. La figura 3.9 ejemplifica los resultados.



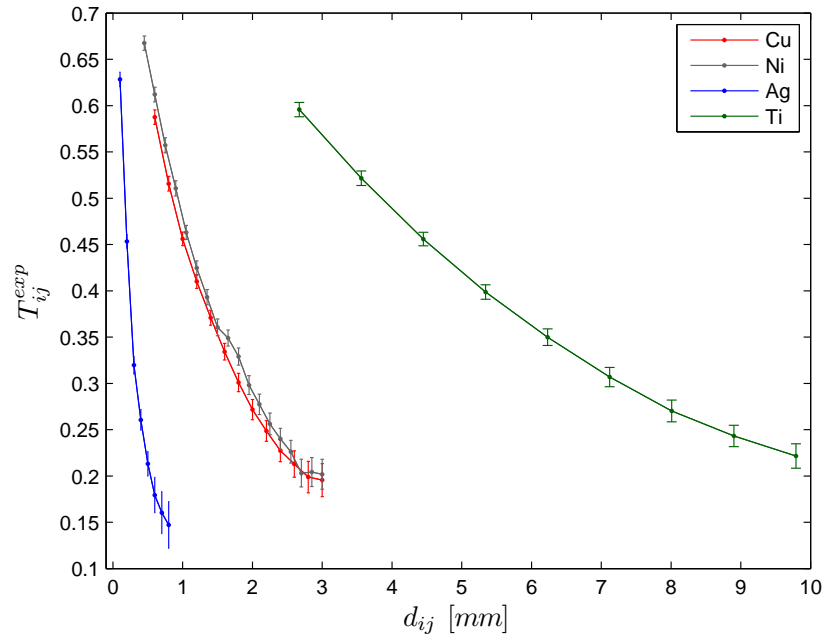


Figura 3.9: Coeficientes  $T_{ij}^{exp}$  medidos para las muestras de plata, cobre, níquel y titanio a partir del procesamiento de la radiografía presentada en la figura 3.6.

Es necesario mencionar que, en principio, el material y espesor de las muestras consideradas, así como también la energía de la radiación que se pretende analizar, podrían dar lugar a efectos dispersivos en la energía de las componentes espectrales transmitidas por las muestras, afectando la medición aquí propuesta. Esta posibilidad será evaluada en el capítulo 5, donde se discutirá cómo afectan dichos efectos dispersivos a la determinación del espectro.

### Bibliografía adicional

- Un estudio numérico sobre la factibilidad de reconstruir, a partir de mediciones simuladas de atenuación en filtros metálicos, un espectro de rayos x que presente componentes de hasta 4 MeV, fue realizado por

Huang *et al.*, 1982 asumiendo un detector con respuesta espectral plana.

- Los mecanismos de interacción de la radiación con la materia se discuten en

Knoll, 1979

- El siguiente trabajo trata sobre radiografía, holografía y protección contra radiación x de interés industrial

Halmshaw, 1991

# 4

## Resolución numérica

La ecuación (3.6) formula un problema no lineal cuya incógnita  $S(E)$  forma parte de dos integrales distintas, combinadas en un cociente. Por las características del detector empleado, la medición de  $T_{ij}^{exp}$  no brinda información individual acerca de las componentes de  $S(E)$ , sino que la información disponible está integrada en energía. Por esta razón el problema no tiene solución única, es decir, existe una familia infinita de funciones  $S(E)$  que verifican la ecuación (3.6) para un mismo conjunto de valores  $T_{ij}^{exp}$ . Equivalentemente, no es única la distribución espectral cuya atenuación en las muestras consideradas imprime en la película el conjunto de densidades ópticas medido.

Esta indeterminación hace que el problema de reconstrucción espectral formulado en (3.6), pertenezca al grupo de los habitualmente llamados *ill-posed*; para cuya resolución es necesario incorporar información adicional acerca de la solución deseada, a fin de arribar a una solución estable compatible con los datos. Este es el propósito de los llamados métodos de regularización. Este tratamiento del problema propone determinar la función  $S(E)$  minimizando la funcional  $\Psi^2(S)$  definida como

$$\Psi^2(S(E)) \equiv \|T_{ij}^{exp} - T_{ij}\|_2^2 + \alpha_o \|S(E)\|_2^2 + \sum_i \alpha_i \|L_i(S(E))\|_2^2. \quad (4.1)$$

El primer término del miembro derecho de la ecuación (4.1) es habitualmente llamado norma residual y evalúa, en el sentido de los cuadrados mínimos, el acuerdo entre los valores determinados experimentalmente para los coeficientes de transmisión y los que prescribe la ecuación (3.6). El segundo y el tercer término son llamados de regularización, donde  $L_i$  es una aproximación discreta del operador derivada de orden  $i$ , y con  $\alpha_o, \alpha_i > 0$  se indica el parámetro de regularización correspondiente. El término de regularización aplica al esquema habitual de los cuadrados mínimos, una restricción sobre la norma cuadrado de la función incógnita o la de alguna de sus derivadas, requiriendo que sean pequeñas. Es decir, de las infinitas soluciones compatibles con los datos experimentales, la minimización de la funcional dada en (4.1), favorece aquellas soluciones que no crecen abruptamente o que no oscilan muy rápidamente. Los parámetros  $\alpha_o$  y  $\alpha_i$  deben elegirse de modo tal de establecer un balance adecuado entre la minimización de ambos términos que conforman la funcional  $\Psi^2(S(E))$ . La idea subyacente es que una solución regularizada que verifique que tanto su norma residual como el término de regularización son pequeños, no difiere significativamente de la solución real del problema.

Se propone entonces determinar una función espectral  $S(E)$  a partir de la minimización de la funcional  $\chi^2(S(E))$  definida como

$$\chi^2(S(E)) \equiv \|T_{ij}^{exp} - T_{ij}\|_2^2 + \alpha \|L_2(S(E))\|_2^2. \quad (4.2)$$

donde debe interpretarse  $\alpha \equiv \alpha_2$ .

Un programa redactado en la plataforma de programación Matlab 7.7 minimiza la funcional  $\chi^2$  definida en la ecuación 4.2, haciendo uso de la subrutina `fmincon` que forma parte de las herramientas de optimización de Matlab 7.7. Dicha subrutina permite minimizar funciones no lineales de múltiples variables, sujetas a restricciones tanto lineales como no lineales, de igualdad o desigualdad.

El programa requiere para su ejecución, tanto la definición de un conjunto de parámetros de entrada vinculados con el experimento, como la especificación de un punto de partida para la minimización a realizar y el planteo de las restricciones que deben imponerse.

La variable independiente en la minimización es la amplitud de las componentes del espectro incógnita  $S(E)$ ; para su determinación, se consideran componentes espectrales de energías

$E_i$  con  $1 \leq i \leq N$ . Valores típicos para los extremos inferior y superior del rango de exploración, son del orden de 10 y 100 keV, respectivamente.

Las características de las muestras empleadas se especifican como en la sección 3.1.2, donde la tabla 3.1 consigna los materiales y espesores de las muestras empleadas, y la figura 3.5 presenta las correspondientes curvas de atenuación lineal.

Cabe destacar que la minimización se realiza restringiendo la búsqueda a soluciones que verifiquen positividad, empleando la regla de Simpson para el cálculo de todas las integrales involucradas.

Para especificar adecuadamente el parámetro de regularización, se exploran los resultados que arroja la minimización referida anteriormente para valores del parámetro  $\alpha$  comprendidos en un amplio rango. Típicamente la exploración abarca valores comprendidos entre  $1 \times 10^{-9}$  y 100. Como se ilustrará más adelante, los resultados muestran que existe un intervalo para el cual las soluciones obtenidas son consistentes entre sí, no son oscilantes y son estables frente a variaciones en los datos de entrada dentro de su rango de incerteza.

Por último, para determinar la banda de incerteza con que la metodología propuesta permite estimar la solución  $S(E)$ , se emplea el método Monte Carlo (Press *et al.*, 1992). Tanto los valores medidos para  $T_{ij}^{exp}$  como sus correspondientes espesores  $d_{ij}$ , y los coeficientes de atenuación lineal,  $k_j(E)$ , son perturbados aleatoriamente dentro de su propio intervalo de incerteza. A partir de cada conjunto de datos simulados, puede calcularse un espectro perturbado  $S_n(E)$ ; se obtiene entonces un conjunto de  $n$  espectros que graficados conjuntamente a la solución  $S(E)$ , delimitan una región que se define como la banda de incerteza de la estimación espectral.

## 4.1. Validación numérica del esquema propuesto

Como primer paso para ilustrar la capacidad del esquema implementado para resolver la ecuación (3.6), se demostrará que el mismo reproduce distintos espectros de prueba satisfactoriamente. El conjunto de funciones de prueba elegido se presenta en la figura 4.1; el mismo está compuesto de una forma gaussiana de 100 keV de valor medio y 30 keV de desviación estandar y de dos funciones de la forma  $x^a \exp(bx^2)$  cuyas componentes espectrales predominantes abarcan la zona de mediana y alta energía del rango explorado. Por simplicidad, en los párrafos siguientes se hará referencia a cada una de ellas como  $G(100, 30)$ ,  $FME$  y  $FAE$ , respectivamente.

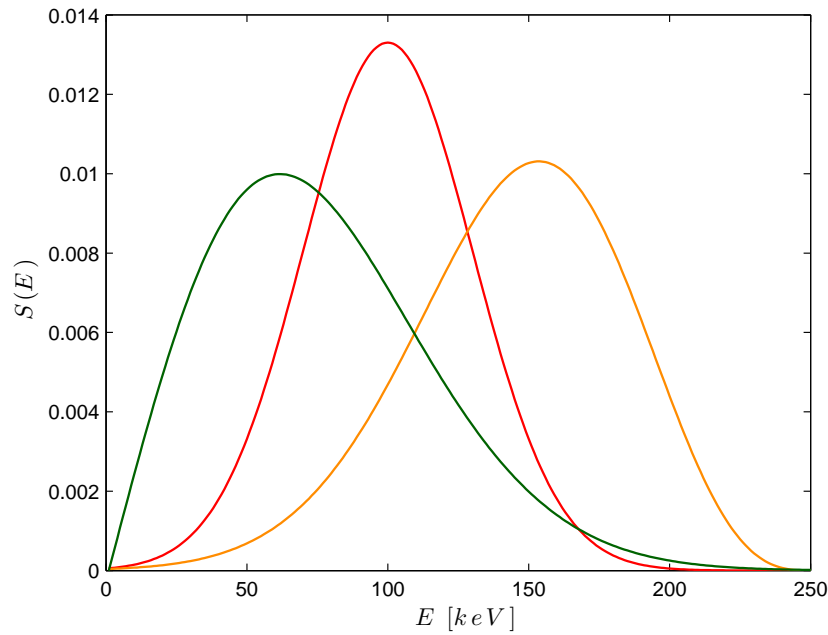


Figura 4.1: Distribuciones espectrales empleadas como funciones de prueba.

A fin de reproducir en la simulación las condiciones experimentales, los coeficientes  $T_{exp_{ij}}$  fueron simulados, para cada una de las funciones de prueba, empleando los materiales y espesores detallados en la tabla 2.2. En todos los casos se consideraron componentes espectrales comprendidas entre 1 y 250 keV. La banda de incerteza de cada solución fue estimada considerando que los datos simulados presentan una incerteza similar a la que tienen los datos reales, que es típicamente del 1 % de la medición.

La figura 4.2, presenta los resultados obtenidos de aplicar el método propuesto para reconstruir las funciones de prueba ilustradas en la figura 4.1. En cada caso, los resultados de la reconstrucción están unidos por una curva suave, y se presentan superpuestos al gráfico de la función de prueba correspondiente. En línea de trazos se indica la banda de incerteza de la solución. Los resultados que ilustra la figura 4.2 fueron obtenidos adoptando una función constante como punto de partida para la minimización formulada en la ecuación (4.2), y fijando el parámetro de regularización en el valor indicado al pie de cada gráfico.

Como se mencionó anteriormente, la banda de incerteza está determinada por la envolvente del conjunto de los  $n$  espectros perturbados  $S_n(E)$ , obtenidos mediante el método Monte Carlo. Si se considera una componente espectral arbitraria de energía  $E_i$ , la desviación standard  $\sigma_i$  calculada para el conjunto  $S_n(E_i)$  está vinculada con la variabilidad de la estimación de la amplitud espectral de dicha energía. Por ello, para evaluar la convergencia de la estimación de la banda de

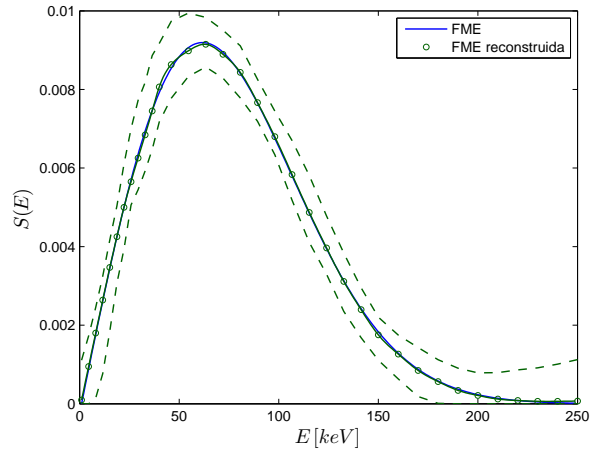
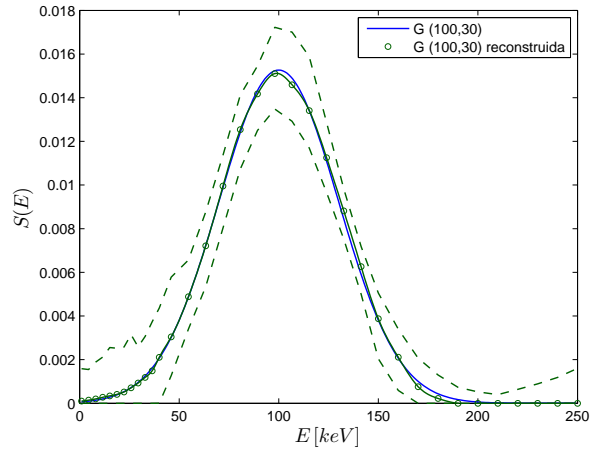
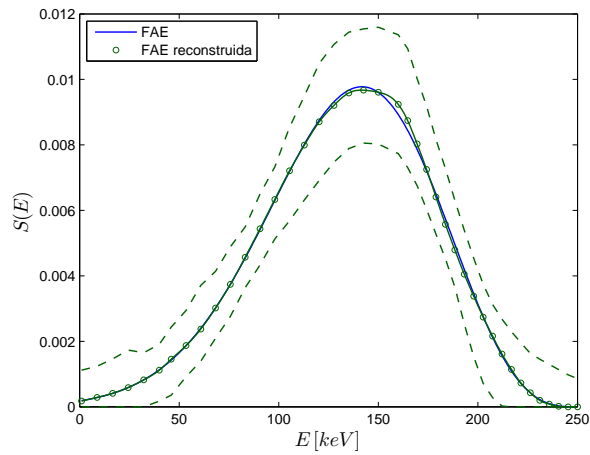
(a)  $\alpha = 0.01$ .(b)  $\alpha = 0.01$ .(c)  $\alpha = 0.0049$ .

Figura 4.2: Reconstrucción de espectros de prueba. Los datos fueron simulados con un 1 % de incerteza en la medición.

incerteza, se consideraron los siguientes estimadores globales:

$$\begin{aligned}\sigma^M &\equiv \max \{\sigma_i\} \\ \sigma^m &\equiv \min \{\sigma_i\} \\ \bar{\sigma} &\equiv \sum_{i=1}^N \frac{\sigma_i}{N}\end{aligned}$$

La figura 4.3 presenta el gráfico de los estimadores propuestos, evaluados en función del número de realizaciones Monte Carlo, para cada una de las funciones de prueba consideradas. Como se puede observar, en todos los casos, los estimadores convergen a sus valores asintóticos  $\sigma_\infty^M$ ,  $\sigma_\infty^m$  y  $\bar{\sigma}_\infty$ , para un número suficientemente alto de realizaciones del cálculo. En los tres casos analizados, basta considerar  $n = 1000$  para asegurar la convergencia de la estimación de la banda de incerteza.

Consistentemente, los estimadores ilustrados en la figura 4.3 verifican la siguiente propiedad:

$$\begin{aligned}\lim_{n \rightarrow \infty} \sigma_n^M / \sqrt{n} &= 0 \\ \lim_{n \rightarrow \infty} \sigma_n^m / \sqrt{n} &= 0 \\ \lim_{n \rightarrow \infty} \bar{\sigma}_n / \sqrt{n} &= 0\end{aligned}$$

Como se desprende de los resultados expuestos en la figura 4.2, el método propuesto logra reproducir, en todo el rango de energía explorado, la forma y magnitud de tres funciones de prueba distintas cuyas componentes espectrales preponderantes están localizadas en regiones de energía diferente. Por otra parte, los resultados ilustrados en la figura 4.3 muestran que para cada caso analizado es posible verificar la convergencia de la estimación de la banda de incerteza a partir de la evaluación de los estimadores propuestos, en función del número de realizaciones Monte Carlo empleadas en el cálculo.

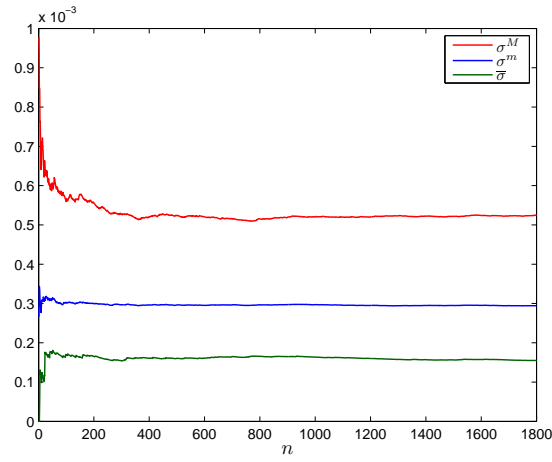
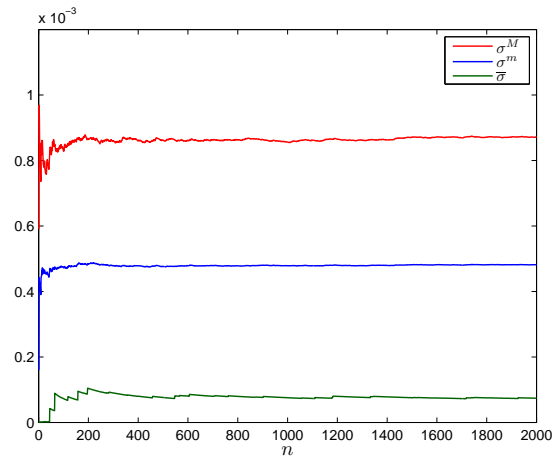
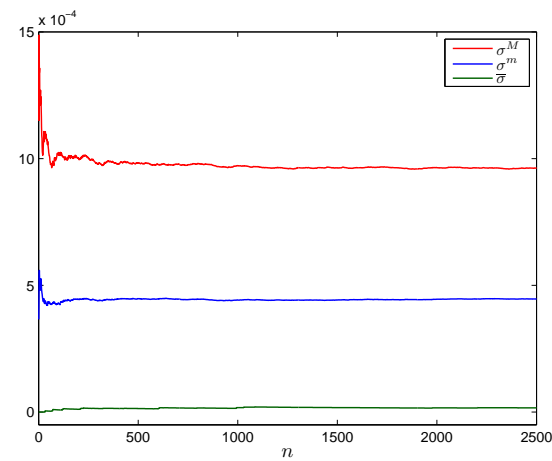
(a)  $FME$ (b)  $G(100,30)$ (c)  $FAE$ 

Figura 4.3: Gráfico de los estimadores propuestos en función del número de realizaciones Monte Carlo, para cada una de las funciones de prueba consideradas.



### 4.1.1. Comportamiento de la solución al variar el parámetro de regularización

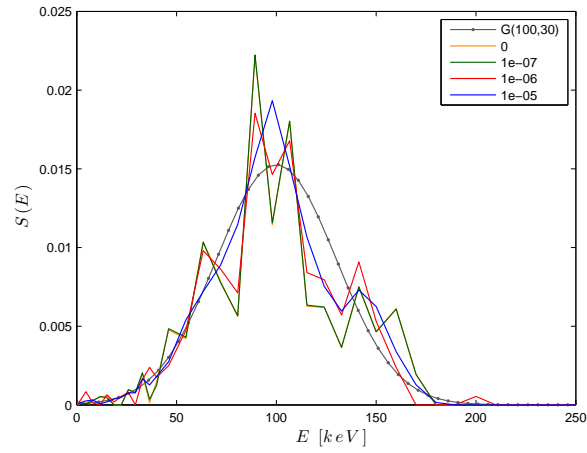
Como fue introducido en el comienzo del presente capítulo, el método de regularización propuesto para la reconstrucción espectral requiere de la especificación del parámetro indicado con  $\alpha$  en la ecuación (4.2). A fin de asegurar que las características de la solución obtenida son propias de la función espectral subyacente y no consecuencia de la arbitraria elección del parámetro de regularización, los resultados que arroja la minimización de la funcional  $\chi^2$  se exploran para valores del parámetro  $\alpha$  comprendidos en un amplio rango. Como ilustración del análisis, la figura 4.4 muestra algunas soluciones obtenidas para la función de prueba gaussiana, agrupadas según su comportamiento respecto del parámetro de regularización. En todos los casos se grafica superpuesta, la función de prueba  $G(100, 30)$  que se pretende reconstruir.

Como ilustra la figura 4.4(a), las soluciones correspondientes a valores suficientemente pequeños del parámetro de regularización, no son suaves; consistentemente con la solución que se obtiene empleando un esquema de cuadrados mínimos tradicional, esto es, fijando el valor de  $\alpha$  en cero. A pesar de ello, las reconstrucciones obtenidas reproducen la ubicación en el rango de exploración, de las componentes espectrales más importantes de la función de prueba.

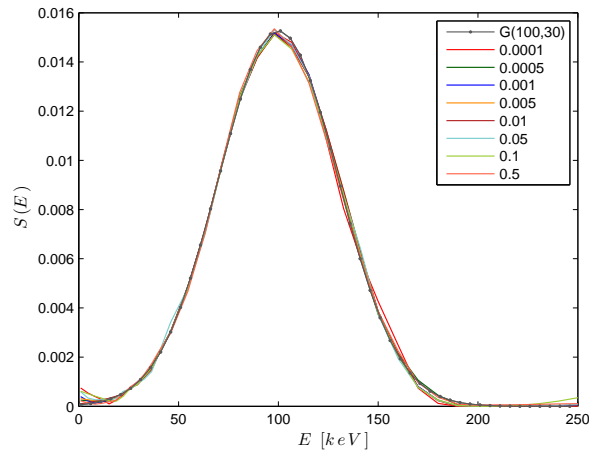
El análisis propuesto permite determinar un amplio intervalo de variación para  $\alpha$  en el cual las soluciones correspondientes reproducen en tendencia y magnitud a la función de prueba, son suaves, consistentes entre sí y muy poco dependientes del valor adoptado por el parámetro de regularización. Como ejemplo, se presentan en la figura 4.4(b) algunas soluciones obtenidas considerando  $\alpha$  en el intervalo  $0.0001 \leq \alpha \leq 0.5$ .

Como ejemplo del comportamiento de la solución para valores suficientemente altos del parámetro de regularización, la figura 4.4(c) muestra algunas soluciones obtenidas considerando  $\alpha \geq 0.5$ . Por sobre este límite todavía es posible obtener algunas soluciones suaves que reproduzcan la ubicación de las componentes espectrales más importantes de la función de prueba; pero en general, la similitud entre la forma de la función de prueba y su reconstrucción comienza a degradarse para valores crecientes del parámetro de regularización. Aún en los casos en que la forma general de la función de prueba se reproduce aceptablemente, es frecuente observar que los valores que adoptan las reconstrucciones para las energías máxima y mínima del rango de exploración, difieren significativamente de los prescriptos por la función que se busca reproducir.

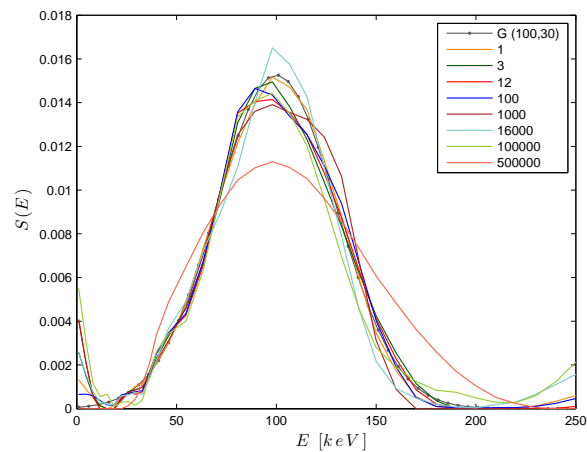
En cuanto a la incidencia que tiene la elección del parámetro de regularización sobre la reconstrucción de las otras dos funciones de prueba consideradas, el análisis realizado en ambos



(a)



(b)



(c)

Figura 4.4: Soluciones obtenidas para la función de prueba gaussiana para distintos valores del parámetro de regularización. (a)  $\alpha < 0.0001$ , (b)  $0.0001 \leq \alpha \leq 0.5$ , (c)  $\alpha > 0.5$

casos arrojó resultados consistentes con los expuestos para la función gaussiana. La tabla 4.1 resume el rango para el cual las reconstrucciones de las funciones de prueba indicadas resultan débilmente dependientes de la elección realizada para el parámetro de regularización.

<b>Función de prueba</b>	<b>Parám. de Regularización</b>
FME	$0.00001 \leq \alpha \leq 1000$
$G(100,30)$	$0.0001 \leq \alpha \leq 0.5$
FAE	$0.00002 \leq \alpha \leq 0.5$

Tabla 4.1: Rangos para los cuales las reconstrucciones de las funciones de prueba indicadas resultan débilmente dependientes de la elección realizada para el parámetro de regularización.

Por las razones expuestas anteriormente, las soluciones ilustradas en la figura 4.2, fueron determinadas especificando el parámetro  $\alpha$  arbitrariamente en el rango donde las soluciones son suaves, consistentes entre sí y muy poco dependientes del valor adoptado por dicho parámetro.

#### 4.1.2. Comportamiento de la solución al variar la forma del espectro de partida

Como fue mencionado anteriormente, se propone determinar la función espectral  $S(E)$  a partir de la minimización de la funcional definida en la ecuación (4.2). Para evaluar la dependencia de las soluciones en cuanto a la elección del punto de partida adoptado para la minimización, se analizaron los resultados obtenidos de reconstruir una misma función de prueba empleando distintas funciones de partida. La figura 4.5 muestra la reconstrucción de la función  $G(100, 30)$  a partir de cuatro puntos de partida distintos: una función uniforme, una parábola de concavidad negativa y con sus ceros en los extremos del intervalo de energía, y las funciones  $FME$  y  $FAE$ , ya introducidas anteriormente. Superpuestos a los resultados de la reconstrucción, se grafican las funciones de partida empleadas en cada caso y la función de prueba considerada. En todos los casos, los puntos fueron unidos por una curva suave.

Como lo ilustra la figura 4.5, los resultados obtenidos en la reconstrucción de la función  $G(100, 30)$  a partir de cuatro funciones de partida diferentes, no presentan diferencias significativas entre sí. Un análisis similar realizado para la reconstrucción de las funciones de prueba  $FME$  y  $FAE$ , arroja la misma conclusión en ambos casos.

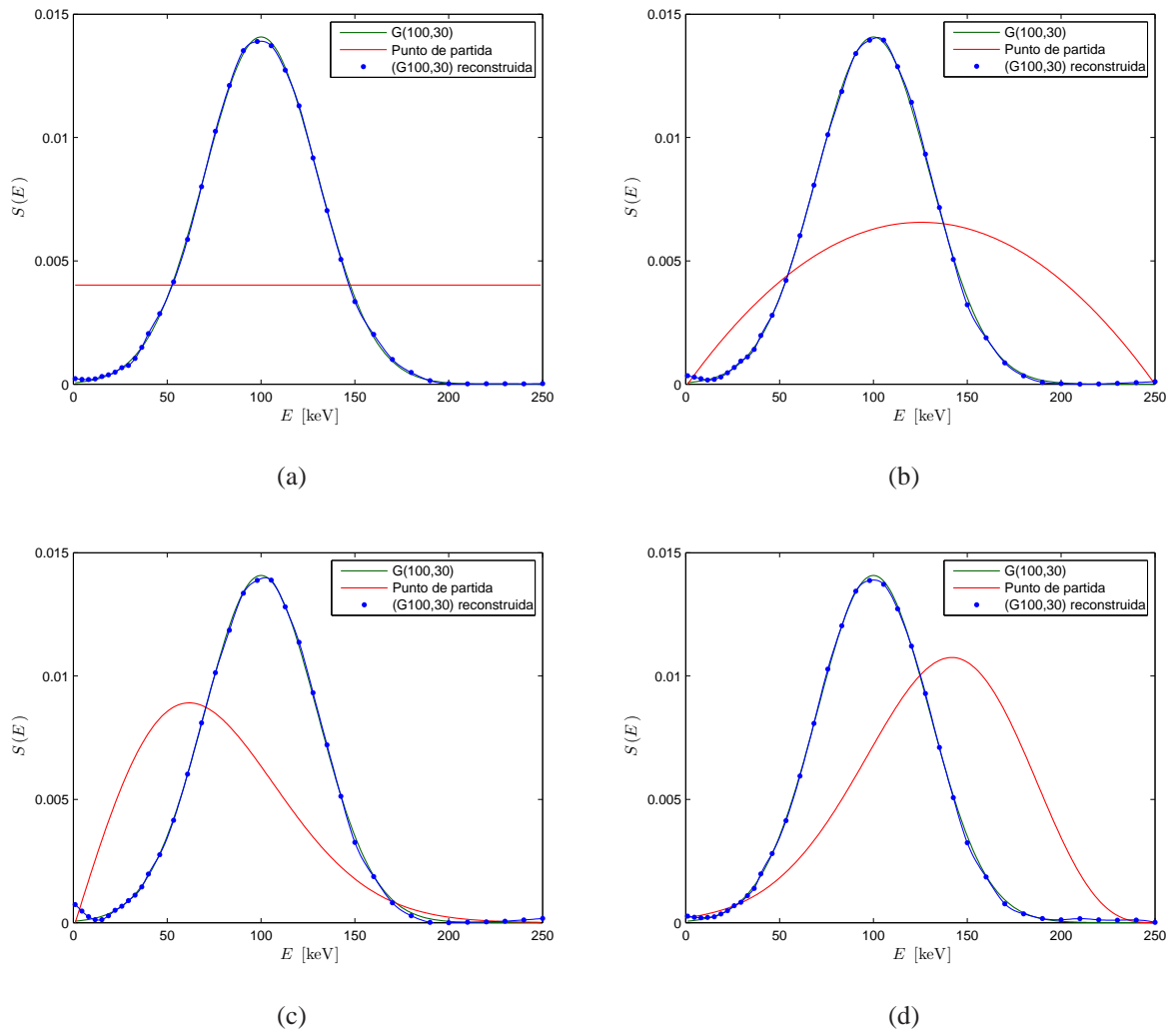


Figura 4.5: Reconstrucción de la función  $G(100, 30)$  empleando distintos puntos de partida para la minimización. (a) Función uniforme, (b) parábola de concavidad negativa, (c)  $FME$ , (d)  $FAE$ .

### 4.1.3. Comportamiento de la solución al variar la cota superior de energía

La figura 4.6 ilustra los resultados obtenidos para la reconstrucción de la función  $G(100, 30)$ , habiendo considerado distintos valores para el borde superior del intervalo de energía explorado. Se consideraron energías máximas iguales a 250, 350 y 450 keV, respectivamente. En todos los casos las soluciones fueron obtenidas fijando el valor del parámetro de regularización en 0.01 y adoptando la parábola de concavidad negativa que se indica en rojo en la figura 4.5(b), como punto de partida para la minimización de la funcional  $\chi^2$ . Como se observa en la figura, las características de la solución obtenida no dependen del valor especificado para la energía máxima considerada.

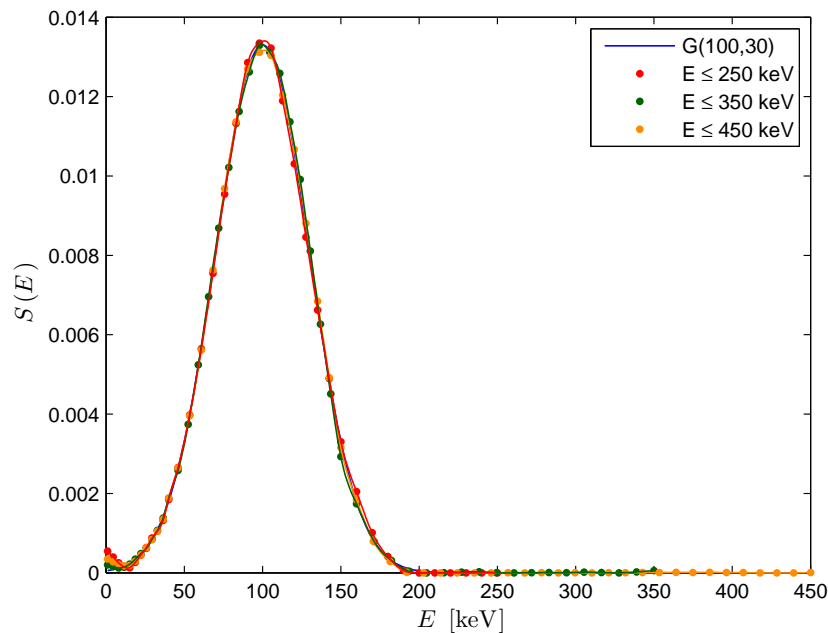


Figura 4.6: Resultados obtenidos para la reconstrucción de la función  $G(100, 30)$ , habiendo considerado distintos valores para el borde superior del intervalo de energía explorado.

### Bibliografía adicional

- Las ecuaciones integrales se tratan en

Volterra, 1959

Wing and Zahrt, 1991

- Un tratado muy completo y actualizado sobre métodos de regularización aplicables a problemas inversos no lineales como el abordado en esta tesis, se encuentra en

Engl *et al.*, 1996

# 5

## Espectros obtenidos y su análisis

El método de reconstrucción espectral propuesto en el capítulo 3, fue aplicado a la determinación de las componentes espectrales de la radiación x de interés en la presente tesis. La figura 5.1 ilustra, con línea continua y de trazos, respectivamente, el espectro obtenido y su correspondiente banda de incerteza. Los resultados fueron obtenidos habiendo fijado el valor de  $\alpha$  en 0.005 y empleado una función uniforme como espectro de partida para la minimización de la funcional definida en la ecuación (4.2). De acuerdo a lo mencionado en el capítulo 4, la banda de incerteza fue calculada empleando el método Monte Carlo. Tanto los valores medidos para  $T_{ij}^{exp}$  como sus correspondientes espesores  $d_{ij}$  y los coeficientes de atenuación lineal  $k_i(E)$ , fueron perturbados simultánea, independiente y aleatoriamente dentro de su propio intervalo de incerteza. Se consideró que los espesores  $d_{ij}$  y los coeficientes  $k_i(E)$ , fueron determinados con una incerteza del 1 % y del 3 %, respectivamente.

Puede observarse que las componentes más importantes del espectro se hallan comprendidas entre 30 y 150 keV, presentando un único máximo global en la zona de 75 keV. El pequeño pico que se observa por debajo de los 30 keV corresponde a un artificio numérico que, como se verá más adelante, está vinculado con la regularización.

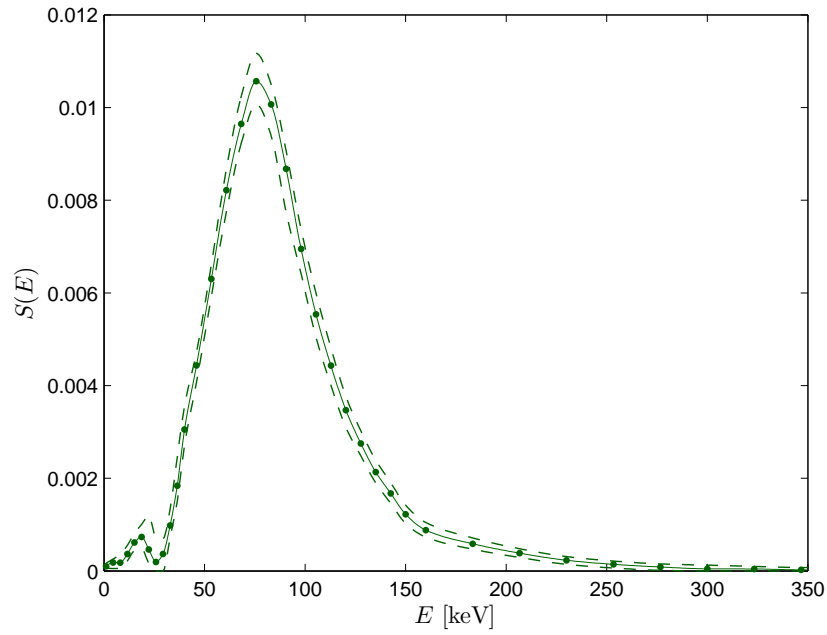


Figura 5.1: Espectro obtenido (línea continua) junto a su banda de incerteza (línea de trazos). El parámetro de regularización fue fijado en 0.005.

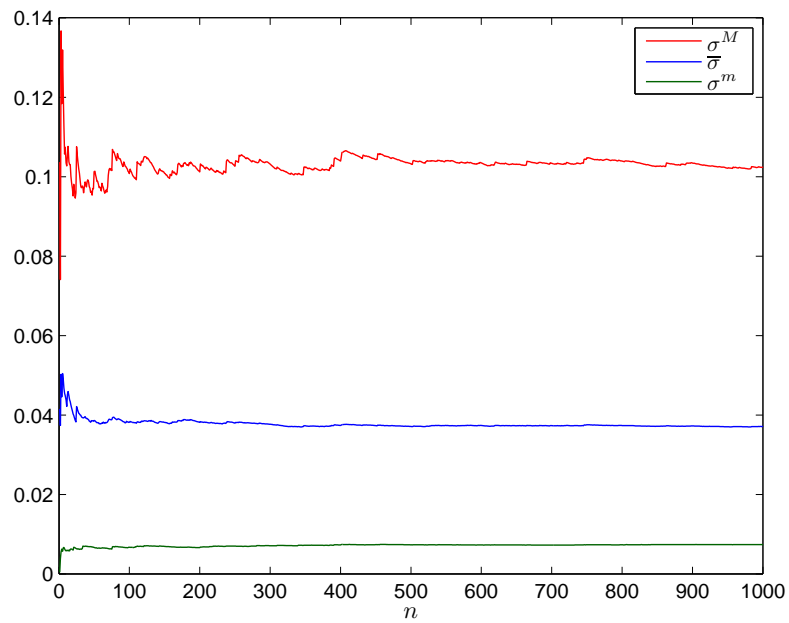


Figura 5.2: Gráfico de los estimadores propuestos en función del número de realizaciones Monte Carlo que dieron lugar a las bandas de incerteza en la figura 5.1.

La figura 5.2 presenta el gráfico de los estimadores propuestos, evaluados en función del número de realizaciones Monte Carlo que dieron lugar a la banda de incerteza en la figura 5.1.

Como se puede observar, los estimadores convergen a sus valores asintóticos para un número suficientemente alto de realizaciones del cálculo. En este caso basta considerar  $n = 1000$  para asegurar la convergencia de la estimación de la banda de incerteza.

Por otra parte, la sensibilidad del resultado frente a la variabilidad de las cantidades  $T_{ij}$ ,  $d_{ij}$  y  $k_i(E)$ , fue analizada individualmente empleando el método Monte Carlo. De esta manera se calcularon bandas de incerteza individuales, a fin de investigar la importancia relativa que tiene cada una de las fuentes de incerteza consideradas en la determinación de la banda de incerteza total. Para ello se realizaron  $n = 10000$  ensayos numéricos en cada caso. Los resultados que surgen de este análisis permiten afirmar que la incerteza en la estimación de las componentes espectrales no está dominada completamente por ninguna de las fuentes consideradas. Sin embargo, los resultados muestran que para energías superiores a 100 keV, la incerteza en la determinación de los coeficientes de atenuación lineal,  $k_i(E)$ , domina la banda que se muestra en la figura 5.2, puesto que es de ancho mayor y contiene a las que se obtienen de considerar individualmente las incertezas asociadas tanto a los espesores de las muestras como a los valores medidos para  $T_{ij}$ . Puede verse también, que para energías en la región donde se ubica el máximo, las tres fuentes de incerteza resultan comparables, y que para energías en el rango comprendido entre 30 y 60 keV, su importancia relativa se alterna de acuerdo a la energía de la componente espectral de interés.

Por último, resultados como los ilustrados por la figura 5.1 permiten estimar la posición del máximo de emisión  $x$  de alta energía en 76 keV, con una incerteza típicamente del 8 %.

## 5.1. Análisis de la solución

A lo largo de los apartados siguientes, se ilustrará el comportamiento de la solución presentada en la figura 5.1 frente a variaciones de algunos parámetros de la resolución numérica.

### 5.1.1. Respecto de la regularización

El análisis de los resultados indica que, para todas las radiografías procesadas, puede determinarse un rango de variación del parámetro  $\alpha$  para el cual las soluciones obtenidas son suaves, concordantes entre sí y prácticamente independientes del valor adoptado por dicho parámetro. Como ilustración, la figura 5.3 presenta reconstrucciones espectrales realizadas a partir del análisis de una misma radiografía, habiendo considerado  $0.002 \leq \alpha \leq 0.15$ .



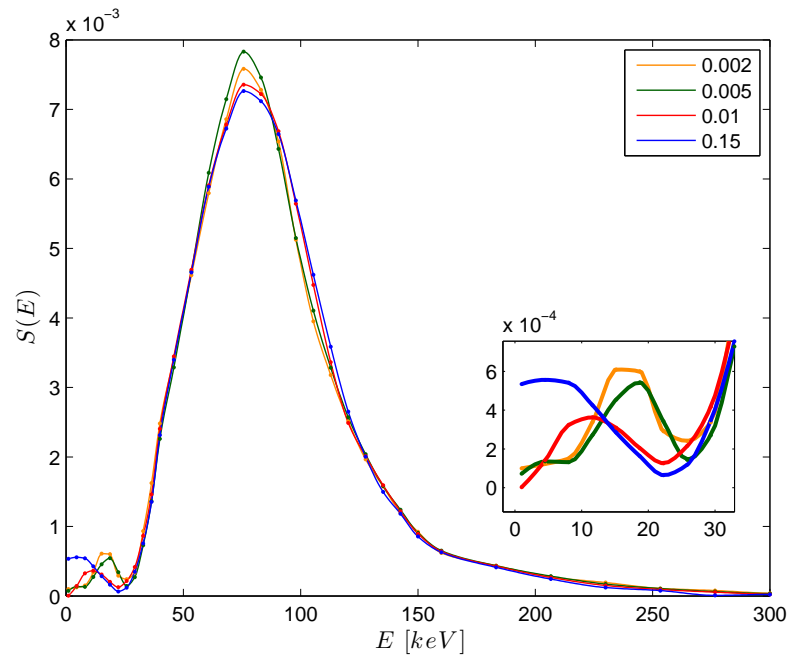


Figura 5.3: Reconstrucciones espectrales realizadas habiendo considerado  $0.002 \leq \alpha \leq 0.15$ .

En estas condiciones, considerar distintos valores para el parámetro de regularización, no modifica la posición del pico dominante del espectro, ni la banda de energía que aloja sus componentes más importantes. Adicionalmente, todas las amplitudes espectrales disminuyen para energías crecientes y superiores a 75 keV, hasta ser prácticamente nulas más allá de los 250 keV.

Sobre la derecha, en la figura 5.3, se muestra una ampliación de la zona de baja energía. Al igual que el espectro ilustrado en la figura 5.1, las soluciones presentan, por debajo de los 30 keV, picos de pequeña amplitud comparada con la del pico dominante. Puesto que la posición y amplitud de dichos picos varían conforme lo hace el parámetro de regularización elegido, éstos pueden ser atribuidos a un artificio numérico vinculado con la regularización de las soluciones. Por otro lado, se espera que las componentes espectrales de baja energía sean severamente atenuadas en el disco de acero inoxidable de 0.75 mm de espesor, que conforma la ventana de salida de la radiación.

Por último, a pesar de las pequeñas diferencias que aparecen entre las distintas soluciones para energías por debajo de 30 keV, las mismas son consistentes dentro de la incerteza que presenta la determinación de las componentes espectrales en cada caso. Por lo cual, dejando fuera del análisis las componentes espectrales por debajo de los 30 keV, las soluciones obtenidas para  $\alpha$  dentro del rango especificado, resultan equivalentes.

### 5.1.2. Respecto de la forma del espectro de partida

Análogamente a como se procedió en la subsección 4.1.2 y a fin de evaluar la dependencia de la solución en cuanto a la elección del punto de partida adoptado para la minimización, se analizaron los resultados obtenidos empleando tres funciones de partida diferentes: una función uniforme, una parábola de concavidad negativa con ceros en los extremos del intervalo de energías, y las funciones  $FME$  y  $FAE$ , ya introducidas anteriormente. La figura 5.4 muestra los resultados obtenidos. En todos los casos, los puntos fueron unidos por una curva suave.

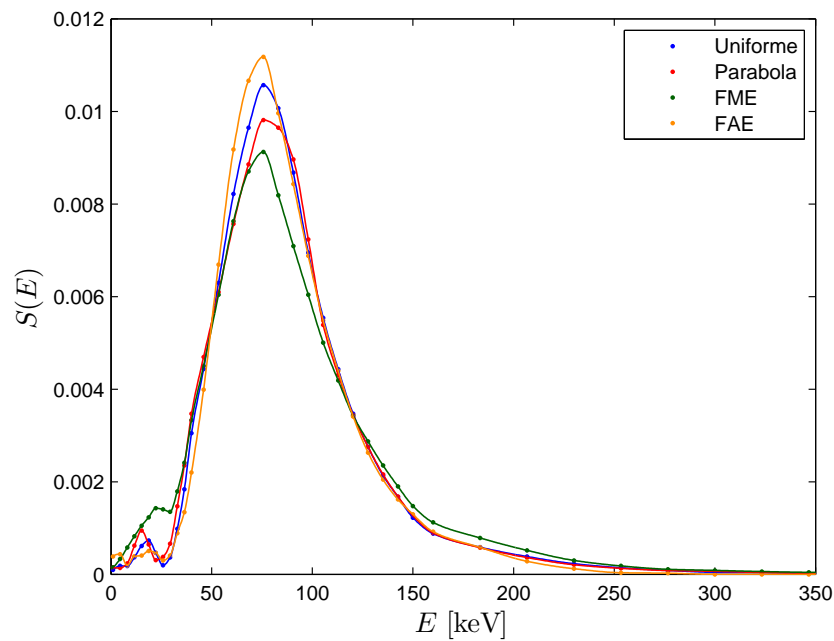


Figura 5.4: Soluciones obtenidas empleando funciones de partida diferentes. En todos los casos, el parámetro de regularización fue fijado en 0.005.

Los resultados muestran que muy distintos espectros de partida conducen a soluciones concordantes, con idéntica posición para el pico dominante e igual ancho de banda. Tomando esto en consideración, se obtiene que, del análisis de una misma radiografía, surge un conjunto de soluciones equivalentes; la función espectral  $S(E)$  se elige de dicho conjunto, como aquella de menor valor para la función  $\chi^2(S(E))$  definida en la ecuación (4.2).

### 5.1.3. Respecto del límite superior del intervalo de energías

La figura 5.5 ilustra la variabilidad de la solución respecto de realizar distintas elecciones para el valor de la energía máxima del intervalo de exploración. En todos los casos las soluciones

fueron obtenidas fijando el valor del parámetro de regularización en 0.005 y adoptando una función uniforme como punto de partida para la minimización de la funcional  $\chi^2$ . Para facilitar la comparación, las soluciones fueron normalizadas respecto de su propio valor máximo.

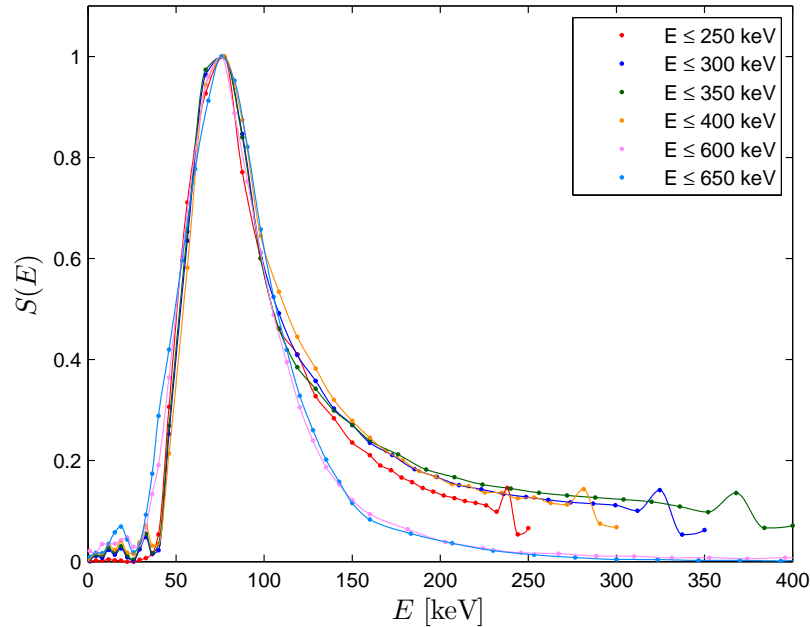


Figura 5.5: Soluciones obtenidas realizando distintas elecciones para el valor de la energía máxima del intervalo de exploración. En todos los casos, el parámetro de regularización fue fijado en 0.005.

Como puede verse, la solución no depende esencialmente de la elección realizada para el extremo superior del intervalo de energías de exploración, en tanto éste resulte mayor o igual a 600 keV. Elecciones de energía máxima por debajo de esta cota, determinan soluciones donde la amplitud espectral de las componentes de energía por sobre 120 keV se ve determinada por su cercanía al borde superior del intervalo de exploración; representando entonces un artificio numérico, puesto que al alejar dicho borde suficientemente de la zona espectral de interés, la solución deja de depender esencialmente de la energía máxima considerada. Cabe destacar que, aún en las condiciones en que la zona de alta energía no está bien representada por la reconstrucción espectral, la solución permite identificar la posición del máximo y acotar la energía mínima de emisión.

## 5.2. Reproducibilidad de la emisión

Para completar la caracterización espectral, resulta interesante investigar si las características de emisión de la fuente son reproducibles cuando el equipo está en régimen de operación optimizada para la producción de rayos x, puesto que en estas condiciones emite radiación x adecuada para aplicaciones radiográficas, como las que se ilustrarán en el capítulo 7, en una de cada dos operaciones sucesivas del equipo.

La figura 5.6 muestra los resultados obtenidos de analizar distintas radiografías tomadas en condiciones experimentales idénticas entre sí y correspondientes con las que optimizan el rendimiento del equipo como generador de rayos x de alta energía. Todas las imágenes radiográficas procesadas fueron tomadas empleando la metodología descrita en la subsección 2.2.4, operando el equipo empleando una presión total de 3.5 mbar de una mezcla de deuterio dosificado en volumen con un 2.5 % de argón, y cargando el banco de capacitores a 30 kV.

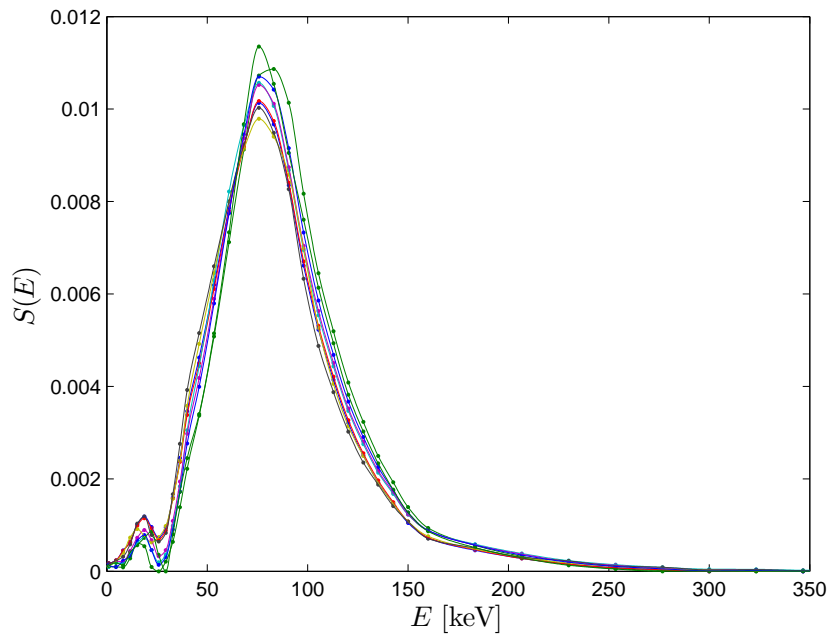


Figura 5.6: Soluciones obtenidas a partir de analizar distintas radiografías tomadas en condiciones experimentales idénticas.

Como puede observarse, no hay diferencia significativa entre las distintas soluciones. No se observan modificaciones en la posición del pico dominante del espectro, ni en la banda de energía que aloja sus componentes más importantes. Adicionalmente, todas las amplitudes espectrales disminuyen para energías crecientes y superiores a 75 keV, hasta ser prácticamente nulas más allá de los 250 keV.

### 5.2.1. Vinculación de las señales de monitoreo con el espectro emitido

Como fue mencionado en la subsección 2.2.4, la amplitud del fotopico es empleada para evaluar la eficiencia de cada disparo individual en cuanto a la producción de rayos x, a fin de decidir si se realiza o no el revelado de la película. Una vez determinada la distancia objeto–fuente más adecuada, es posible determinar cuál es la amplitud del fotopico que debe registrarse para generar una imagen clara y con buen contraste del objeto a radiografiar. Por este motivo, aquellas radiografías cuyo análisis densitométrico dió lugar a una reconstrucción espectral, fueron obtenidas en irradiaciones simples para las cuales se registraron señales de fototubo de amplitud similar.

Habitualmente suelen compararse dos focalizaciones distintas, tomando en consideración el mínimo valor registrado para la señal de la bobina de Rogowski durante la convergencia de la lámina de corriente. Esta medida se origina en la evidencia de mayor compresión de la columna de plasma, en correspondencia con mínimos más profundos de dicha señal. En esta línea de argumentación, podría plantearse que señales de la bobina de Rogowski que presenten mayor amplitud para el mínimo, están vinculadas a focalizaciones más violentas, determinando emisiones de fotones de mayor energía que los que podrían emitirse si dicha amplitud hubiese sido menor.

Sin embargo, funciones espectrales indistinguibles se obtuvieron a partir de radiografías a las que, aún habiendo sido tomadas en iguales condiciones de operación del equipo, les corresponden señales de la bobina de Rogowski cuyos valores mínimos son apreciablemente diferentes. La figura 5.7 presenta mediciones realizadas para la evolución temporal de la derivada de la corriente de descarga y la señal del fototubo, en dos disparos distintos del equipo cuyo análisis espectral resultó coincidente. Como puede verse, en ambas ocasiones se registraron amplitudes de fotopico muy similares, mientras que el valor mínimo que adopta la derivada de la corriente en una de las descargas, es un 30 % mayor que el valor que esta magnitud toma en el segundo caso considerado.

Por lo tanto, la evidencia experimental indica que la señal entregada por la bobina de Rogowski no da cuenta de similitudes o diferencias en la composición espectral de la radiación x de alta energía emitida por un Plasma Focus en disparos distintos, aún cuando estos se realicen en las mismas condiciones de operación del equipo.

La radiación de interés se origina por bremsstrahlung como producto del impacto de electrones muy energéticos sobre la base del ánodo. Por tanto, la energía de sus componentes espec-

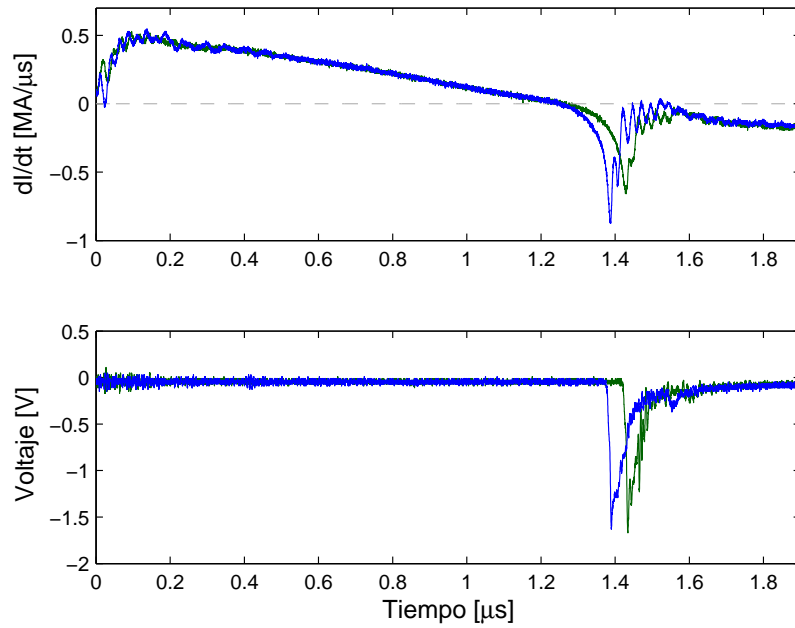


Figura 5.7: Comparación entre señales diagnósticas para dos disparos distintos del equipo, realizados en condiciones experimentales idénticas. Refs.: (Arriba) Derivada temporal de la corriente de descarga, (abajo) señal voltaica entregada por el fototubo.

trales está estrechamente vinculada a la energía de dichos electrones. Si el mecanismo de aceleración de electrones es electrodinámico de escalas comparables a las dimensiones y duración del foco, esto es, dejando de lado mecanismos tales como la aceleración de electrones en hot spots o en microinestabilidades, el potencial acelerador estará vinculado con la tensión inducida en la columna de plasma. Con el objetivo de estimar dicha tensión inducida, se implementó un modelo simplificado, validado experimentalmente y de uso habitual en el estudio de descargas Plasma Focus, que permite calcular la evolución temporal de las variables eléctricas y mecánicas de la lámina de corriente durante dicha etapa de la descarga (Lee S, 1990).

La figura 5.8 presenta un esquema simplificado de la lámina de corriente durante la convergencia, indicando el sentido positivo adoptado para la circulación de corriente  $i$ . En la misma figura, con  $a$  y  $b$  se hace referencia a los extremos de la columna de plasma.

Asumiendo que la corriente de descarga circula como se indica en la figura 5.8, la tensión inducida en la columna de plasma puede expresarse, despreciando efectos resistivos, como:

$$V_f = \frac{d(iL_f)}{dt} \quad (5.1)$$

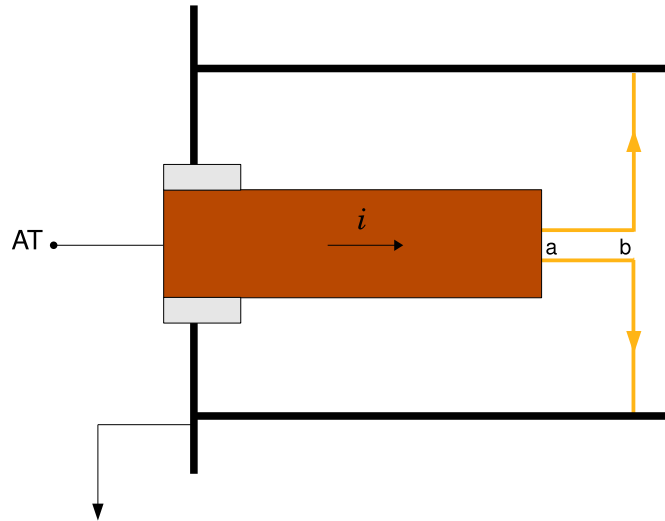


Figura 5.8: Esquema de la lámina de corriente durante la convergencia. Se muestra el sentido positivo adoptado para la circulación de corriente; los puntos a y b indican los extremos de la columna de plasma.

donde  $V_f = V_a - V_b$  corresponde a la tensión inducida en la columna de plasma y  $L_f$  a su inductancia variable.

La figura 5.9 presenta el resultado obtenido considerando 4 mbar de deuterio como gas de trabajo e indica que, durante la convergencia, la tensión inducida en la columna de plasma resulta positiva y alcanza un valor máximo de 142 kV. Curvas con similares características fueron obtenidas para presiones comprendidas entre 3 y 6 mbar, alcanzando valores máximos de tensión inducida en el rango comprendido entre 180 y 100 kV, respectivamente.

Desarrollando la derivada temporal presente en la ecuación (5.1), se obtiene:

$$V_f = L_f \frac{di}{dt} + i \frac{dL_f}{dt}. \quad (5.2)$$

donde la derivada temporal de la corriente que circula por la columna de plasma se indica con  $di/dt$ . En ausencia de corrientes de fuga, dicha magnitud es sensada por la bobina de Rogowski.

El primer término del miembro derecho de la ecuación (5.2) adopta valores negativos durante la convergencia, puesto que la corriente disminuye en esta etapa de la descarga, y la inductancia de la columna es una cantidad variable pero definida positiva. Contrariamente, el segundo término resulta positivo, puesto que la corriente no se invierte durante la etapa de convergencia y que la inductancia crece durante la evolución de la lámina de corriente hacia el eje de simetría de los electrodos. El resultado presentado en la figura 5.9 muestra que el potencial en el cual se

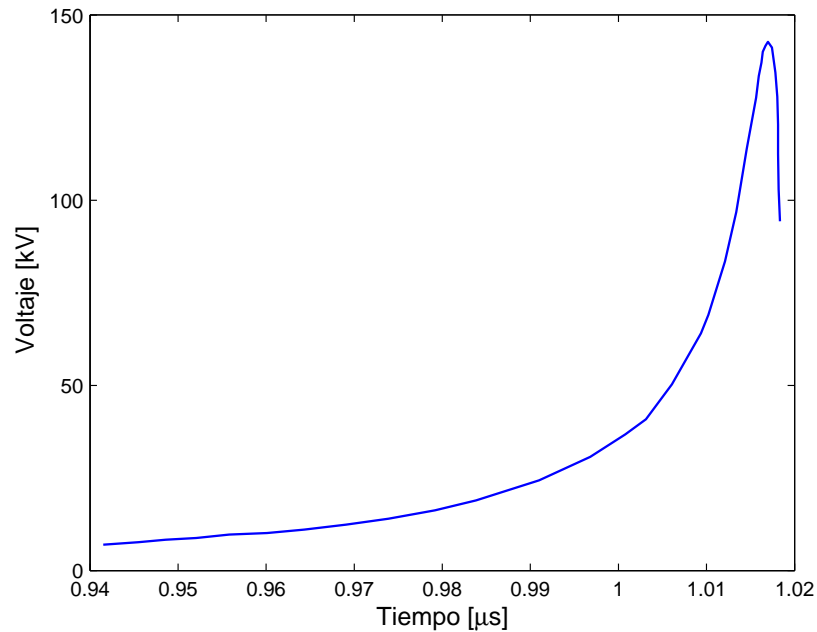


Figura 5.9: Resultado obtenido numéricamente para la tensión inducida entre los extremos de la columna de plasma durante la etapa de convergencia. Gas de llenado: 4 mbar de deuterio. Datos extraídos de (Moreno *et al.*, 2006).

acelerarían los electrones tiene definido positivo su signo, consistentemente con que son emitidos hacia la base del ánodo.

Puede verse entonces, que el valor del potencial acelerador está principalmente determinado por el segundo término del miembro derecho de la ecuación (5.2) y, por lo tanto, la energía que tienen los electrones emitidos desde el foco no puede depender esencialmente del valor adoptado por la derivada de la corriente durante la etapa de convergencia. Pero es justamente información sobre la derivada temporal de la corriente lo que la bobina de Rogowski brinda, que como acabamos de ver no es la contribución dominante a la tensión inducida en la columna de plasma. De donde es inmediato concluir que la señal de la bobina de Rogowski no es una buena señal de monitoreo de las características espectrales de la radiación de interés.



## **5.3. Sobre el diseño de los filtros empleados**

### **5.3.1. Selección preliminar: densitometría de las imágenes**

Como fue anticipado en la subsección 3.1.2, el primer criterio de diseño para el conjunto de filtros metálicos consiste en seleccionar, de aquellos materiales y espesores disponibles en el mercado, un conjunto que pueda ser radiografiado con una sola exposición de la película; obteniéndose una imagen clara y con buen contraste de todas las piezas empleadas.

El análisis densitométrico de imágenes como las mencionadas en el párrafo anterior, permite extraer información unívoca de la atenuación de la radiación de interés en todas las muestras.

Dejando de lado irregularidades que pudieran tener lugar durante el procesamiento de la película, dos piezas de distinto espesor e idéntico material irradiadas simultáneamente, pueden determinar densidades ópticas indistinguibles en la película debido a alguno de los siguientes tres motivos. Si las muestras empleadas fuesen excesivamente gruesas, la radiación se atenuaría totalmente antes de atravesarlas por completo, por lo que las densidades ópticas correspondientes a cada filtro serían iguales entre sí, y coincidentes con el velo de la película. Por otro lado, la atenuación en muestras muy delgadas puede determinar densidades ópticas indistinguibles entre sí, y respecto de aquellas generadas por la irradiación directa de la película. Por último, filtros de igual material que tuviesen espesores demasiado similares, también podrían ser indistinguibles a través de la densidad óptica de sus imágenes. Sin embargo, los resultados obtenidos muestran que, en todos los casos analizados, las diferencias en espesor consideradas son suficientes como para que la atenuación en filtros de distinto espesor e idéntico material, registre sobre la película densidades ópticas distinguibles.

Por lo tanto, el análisis densitométrico de imágenes de un primer conjunto de filtros, permite determinar espesores máximos y mínimos para cada material considerado.

### **5.3.2. Evaluación de los efectos dispersivos en energía**

Como lo expresa la ecuación (3.4), la formulación propuesta considera que como consecuencia de la interacción de la radiación de interés con la materia, la intensidad de cada una de sus componentes espectrales se atenúa exponencialmente sin cambiar su energía.

De acuerdo al rango espectral que se pretenda analizar, y al material y espesor de las muestras consideradas para ello, esta descripción de la interacción podría resultar incompleta. Para toda componente espectral arbitraria de energía  $E$ , la atenuación propuesta implica la remoción de fotones de dicha energía; pero no considera la posibilidad de que como producto de la interacción con la muestra metálica, algunos fotones que incidieron sobre ella con energía  $E$ , puedan llegar con una energía levemente diferente a la pantalla intensificadora, y por ello ser también registrados por la película. En estas condiciones, el número de fotones que por unidad de área imprimiría la película podría, en principio, ser subevaluado por la ecuación (3.4).

Por ello, otro aspecto a tener en cuenta en el diseño de los filtros está vinculado a la dispersión en energía que podría tener lugar en la transmisión de cada componente espectral en muestras metálicas de espesor considerable.

Para analizar esta posibilidad, y a la luz de los primeros resultados obtenidos para el espectro, la transmisión de fotones de energías en el rango de interés, fue calculada empleando el programa MCNP para los materiales y espesores propuestos. A continuación se presentarán las generalidades del programa empleado y los resultados obtenidos.

### **El código MCNP**

Para simular el flujo de fotones a través de cada filtro, y aprovechando el hecho de que cada proceso de interacción entre un fotón y la materia puede ser descrito por una función de densidad de probabilidad, pueden utilizarse métodos estadísticos de simulación, siendo el más popular el método de Monte Carlo. En el Laboratorio Nacional de los Alamos se desarrolló un código especialmente dedicado al transporte de neutrones, fotones y electrones, que recibió el nombre de MCNP, cuyas generalidades serán descriptas a continuación.

MCNP (Monte Carlo N-Particles) es un código multipropósito que permite la simulación del transporte de  $N$  partículas en sistemas físicos tridimensionales, mediante el método de Monte Carlo. Conocidas las funciones de densidad de probabilidad de las distintas interacciones del fotón con la materia, en la simulación se realiza un muestreo aleatorio que, teniendo en cuenta dichas funciones, permite decidir al azar cuál será el comportamiento del fotón, hasta que este escapa de los límites del sistema modelado o es absorbido. A la sucesión de eventos en los que interviene la partícula simulada se la denomina historia. Para resolver un determinado problema, el código calcula y almacena una gran cantidad de dichas historias. Generalmente el resultado buscado se calcula como un promedio efectuado sobre el número de historias realizadas y su

error estadístico se puede obtener a partir de la dispersión correspondiente. En la versión utilizada para obtener los resultados que dan contenido a la presente subsección, MCNPX 2.5.0, es posible simular fuentes de neutrones, electrones y fotones exclusivamente, pero a la vez tener en cuenta el transporte de esos tres tipos de partículas si resultaran generadas por la interacción de las partículas fuente con los materiales involucrados (efecto fotoeléctrico, por ejemplo).

Para considerar los distintos procesos involucrados en un sistema físico determinado, el código utiliza librerías que brindan información, en función de la energía de las partículas involucradas, de las correspondientes secciones eficaces de interacción entre dichas partículas, y cada uno de los elementos de los materiales que conforman el sistema. Por la naturaleza del problema que se propone analizar, la simulación utiliza bibliotecas de datos para transporte tanto de fotones como de electrones. En ambos casos, las librerías son mantenidas por el X-5 Team de Los Alamos y distribuidas con MCNPX.

Las librerías de transporte fotónico almacenan cuatro líneas de datos distintas: MCPLIB, MCPLIB02, MCPLIB03, y MCPLIB04; diferenciadas entre sí por los procesos y rangos de energía sobre los cuales brindan información. En las simulaciones que dan contenido a esta subsección, se emplearon datos de la línea MCPLIB04, proveniente de la evaluación de datos ENDF/B-VI.8. Por otra parte, las librerías de transporte electrónico almacenan dos líneas de datos distintas: EL y EL03. Ambas son adaptaciones para MCNP de las bibliotecas de datos para el código ITS (Integrated TIGER Series of Coupled Electron-Photon Monte Carlo Codes - <http://www.nea.fr/abs/html/ccc-0467.html>). En las simulaciones cuyos resultados se mostrarán en los apartados siguientes, se emplearon datos de la línea EL03, lanzada en el año 2000 junto con la actualización del ITS 3.

El código permite configurar fuentes de fotones puntuales, volumétricas o superficiales con distintas geometrías y características espaciales de emisión, como también establecer la energía de los fotones emitidos. Es posible modelar fuentes monoenergéticas o bien caracterizadas por una distribución de energía ingresada por el usuario. La energía de los fotones transportados puede estar comprendida entre 1 keV y 1 GeV.

Los datos del sistema a ser modelado se ingresan al programa a través de un archivo de entrada creado por el usuario. En este archivo, cada objeto del sistema físico se modela mediante una celda que contiene información acerca del material que lo compone y sobre su geometría, la cual es especificada a través de superficies o intersecciones de éstas. Los materiales se indican especificando los correspondientes componentes químicos y el nombre de las librerías de secciones eficaces de cada uno. En este archivo de entrada también se especifican las características

de la fuente, el número de partículas fuente generadas para realizar el cálculo y otras opciones generales que eventualmente permiten mejorar la eficiencia del código, tales como: cortes en energía o cortes en el tiempo, lo que permite al usuario indicar a MCNP ignorar aquellas partículas cuya energía sea menor que algún valor o bien sobrevivan más de determinada cantidad de tiempo.

Para especificar un material en el archivo de entrada, se ingresa su densidad en  $\text{g/cm}^3$  y luego, para cada elemento químico que lo compone, se indica el nombre de la librería de secciones eficaces que le corresponde, y la fracción atómica (si se conoce la fórmula molecular) o fracción en peso de dicho elemento en el material.

Los resultados requeridos por el usuario son especificados también en el archivo de entrada. Estos pueden ser flujos de partículas a través de superficies, sumas de superficies o fracciones de ellas, entre otros.

Los resultados que entrega MCNP se encuentran normalizados por el número total de partículas emitidas por la fuente, de modo que, por ejemplo, para obtener el número de partículas que cruzaron una superficie, se debe multiplicar el resultado por el valor de dicha superficie (que MCNP puede determinar y mostrar en una tabla en el archivo de salida) y por el número de partículas fuente generadas.

Un aspecto importante del cálculo numérico es la confianza en el resultado. El código MCNP realiza al finalizar cada simulación, una serie de tests estadísticos que brindan la posibilidad al usuario de confiar, o no, en el resultado. Si alguno de los test no es superado, puede optarse por simular más partículas fuente o bien aplicar técnicas de reducción de varianza para mejorar artificialmente la estadística en las celdas de interés, que son comúnmente aquellas en las que se solicita a MCNP la evaluación de alguna cantidad. En los cálculos realizados se ha optado por la primera de las opciones, de acuerdo a lo que sugiere el manual para problemas como el que aquí se plantea.

El programa también estima el error relativo de los resultados y lo informa junto a los mismos en el archivo de salida. Estos errores están asociados con la precisión del cálculo pero no a la exactitud del mismo en cuanto al resultado físico esperado.

Para profundizar las ideas brevemente expuestas en esta introducción a MCNP e introducirse en su uso y funcionamiento, se recomienda al lector consultar el manual de MCNPX 2.5.0 (Pelowitz, 2005).

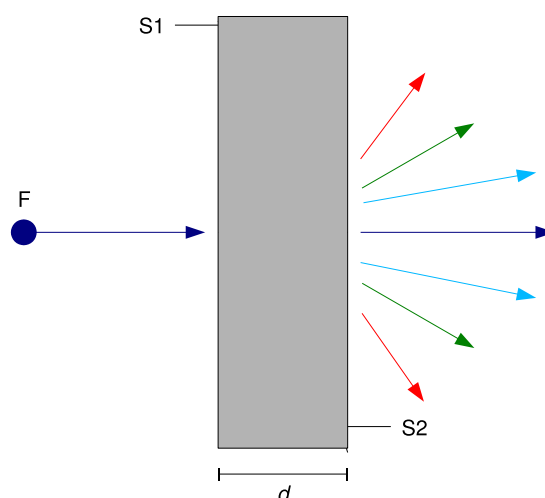


Figura 5.10: Transmisión de un haz monocromático a través de una muestra arbitraria de espesor  $d$ . Refs.: (F) fuente monocromática, puntual y unidireccional, (S1) superficie de incidencia de la radiación, (S2) superficie a través de la cual se calculó el transporte de fotones.

### Simulaciones realizadas con MCNP

A fin de evaluar la dispersión en energía que podría tener lugar en la transmisión de cada componente espectral en las muestras metálicas empleadas, se utilizó el código MCNP para simular el transporte de fotones a través de dichas muestras.

La figura 5.10 ilustra la geometría considerada. Puede observarse un esquema de una muestra de espesor y material arbitrario, para la que se definen las superficies de interés para la simulación. Adicionalmente, la figura esquematiza la transmisión de un haz monocromático: en azul, se representan los fotones transmitidos que no cambiaron su energía como consecuencia de la interacción con la muestra. Otros colores representan los fotones que fueron dispersados. Flechas de igual color simbolizan fotones de igual energía.

Para simular las componentes espectrales, se especificaron fuentes monocromáticas puntuales y unidireccionales, de incidencia normal en una de las superficies de la muestra (S1). En la cara opuesta a la de incidencia (S2), se calculó el flujo ( $\text{part}/\text{cm}^2$ ) fotónico en función de la energía de los fotones salientes.

A fin de reproducir el montaje experimental, se especificaron filtros metálicos de 1 cm de lado, cuyos materiales y espesores pueden consultarse en la tabla 5.1.

<b>Material</b>	<b>espesor [cm]</b>				
Cobre	0.300	0.220	0.160	0.100	0.040
Níquel	0.300	0.225	0.165	0.105	0.045
Titanio	0.979	0.801	0.623	0.445	0.178
Plata		0.080	0.050	0.030	0.010

Tabla 5.1: Materiales y espesores empleados para la simulación del transporte de fotones en muestras metálicas empleando MCNP.

Para las fuentes implementadas se consideraron distintas energías, a fin de explorar todo el rango espectral de la radiación emitida por el Plasma Focus. Las simulaciones se realizaron para fuentes de 60, 100, 120, 160, 200 y 240 keV. En cada caso se dividió el rango total de energía, en los intervalos de interés. La tabla 5.2 resume los extremos superiores de dichos intervalos para todas las energías consideradas para los fotones incidentes.

<b>Energía de la fuente</b>	<b>Energía máxima por intervalo</b>					
<b>60</b>	30	40	50	55	59.94	60
<b>100</b>	70	80	90	95	99.9	100
<b>120</b>	90	100	110	115	119.88	120
<b>200</b>	170	180	190	195	199,8	200
<b>240</b>	210	220	230	235	239,76	240

Tabla 5.2: Límite superior de los intervalos de interés para todas las energías consideradas para los fotones incidentes. Cantidades en keV.

En todos los casos, el primer intervalo de interés registra los fotones que, como consecuencia de su interacción con la muestra, modificaron su energía en más de 30 keV. La definición del último, busca evaluar la cantidad de fotones cuya energía representa una variación menor al 0.1 % de la energía del fotón incidente.

## Resultados obtenidos

Las simulaciones realizadas indican que en todos los casos considerados, la radiación se dispersa en energía al atravesar las muestras metálicas; y que para un mismo material y energía de los fotones incidentes, tal dispersión aumenta conforme lo hace el espesor del filtro correspondiente. Esta observación es válida en todo el rango de energía propuesto para la radiación

incidente, y es aplicable a todos los materiales y espesores considerados. La figura 5.11 ejemplifica esta tendencia. En ella se presentan resultados para el espectro de la radiación transmitida,  $\zeta$ , obtenidos considerando fotones 100 keV de energía incidentes en tres muestras distintas fabricadas en cobre. Los resultados muestran que fotones de 100 keV de energía, incidentes sobre los filtros, generan un espectro transmitido dominado por una componente de energía igual a la de los fotones incidentes. Adicionalmente, puede observarse que la radiación monocromática incidente se dispersa, dando lugar a la aparición de fotones de energía menor; cuya amplitud espectral es, de acuerdo al espesor y energía considerados, tres o cuatro órdenes de magnitud menor que la del pico dominante.

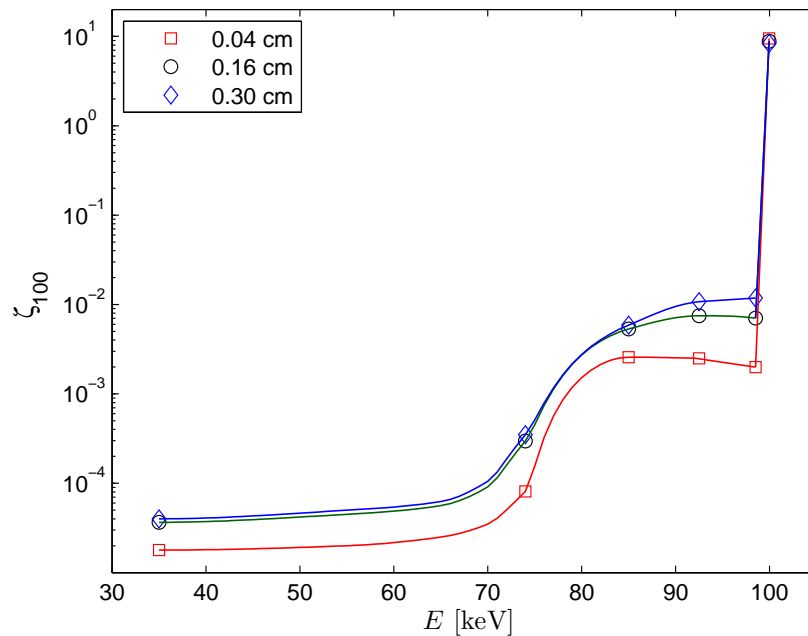


Figura 5.11: Espectro obtenido para la radiación transmitida,  $\zeta$ , habiendo considerado fotones de 100 keV de energía, incidentes en tres muestras distintas fabricadas en cobre.

Para contabilizar el número de fotones transmitidos, cuya energía se encuentra en cada uno de los intervalos considerados, es preciso realizar la integral de la función espectral discreta,  $\zeta$ , correspondiente. La figura 5.12 presenta la fracción del total de fotones transmitidos a través de cada muestra, en función del intervalo que aloja su energía. La posición de las barras en el eje horizontal especifica, en keV, el borde superior de los intervalos de interés considerados.

Más específicamente, los resultados presentados en la figura 5.12 indican que si sobre 0.3 cm de cobre inciden fotones de 100 keV, el número de fotones que no modifica su energía como consecuencia de su interacción con el material, representa el 83 % de los fotones transmitidos. En cambio, si se consideran las muestras de cobre de 0.16 y 0.04 cm de espesor, dicha

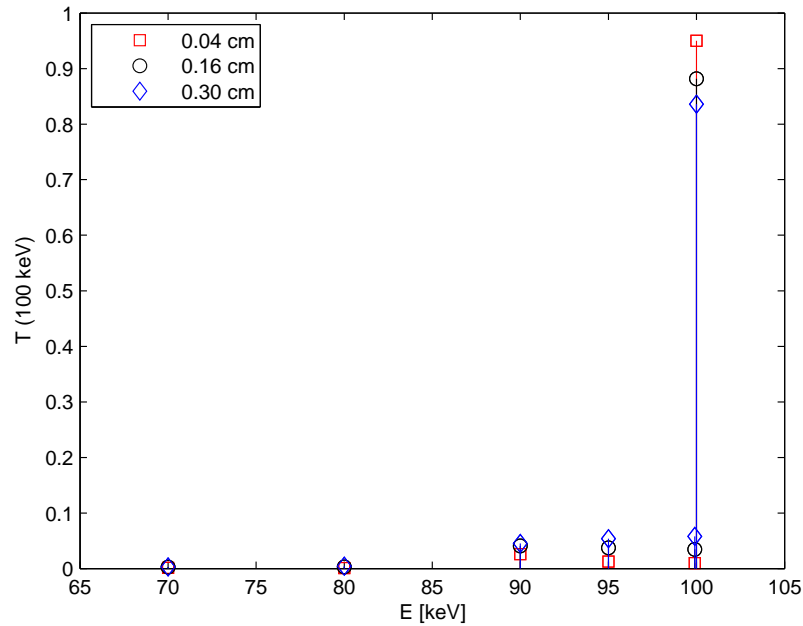


Figura 5.12: Resultados obtenidos para la transmisión de fotones de 100 keV de energía en tres muestras distintas fabricadas en cobre. Se presenta la fracción del total de fotones transmitidos través de cada muestra, en función del intervalo que aloja su energía. La posición de las barras en el eje horizontal especifica, en keV, el borde superior de los intervalos de interés considerados.

transmisión se eleva al 88 % y 94 %, respectivamente. Es decir, que si se incluyera una muestra de cobre de 0.3 cm de espesor en el conjunto empleado para determinar el espectro, el coeficiente de atenuación lineal empleado hasta aquí, subevaluaría la transmisión de la componente espectral de 100 keV en dicha muestra en un 17 %; mientras que si se usaran filtros de espesor menor o igual que 0.16 cm, la subevaluación no podría ser mayor que el 12 %. La mejor de las situaciones la presenta el filtro más delgado, que determina una corrección del 6 % en la transmisión de la componente espectral de 100 keV. Este último caso, si bien es el más favorable, disminuye a uno la cantidad de filtros de cobre que pueden ser empleados para la determinación espectral propuesta. Se requiere entonces, establecer una relación de compromiso entre la limitación del efecto dispersivo en energía que presenta el uso de filtros de espesor considerable, y la cantidad de muestras necesarias para realizar la reconstrucción espectral a partir del análisis densitométrico de sus imágenes radiográficas.

Para completar la ilustración del análisis realizado, la figura 5.13 presenta los resultados obtenidos suponiendo que sobre las mismas tres muestras de cobre consideradas anteriormente, inciden fotones con energías iguales a 160, 200 y 240 keV. La figura presenta la fracción del total de fotones transmitidos a través de cada muestra, en función del intervalo que aloja su energía.



Nuevamente, la posición de las barras en el eje horizontal especifica, en keV, el borde superior de los intervalos de interés considerados.

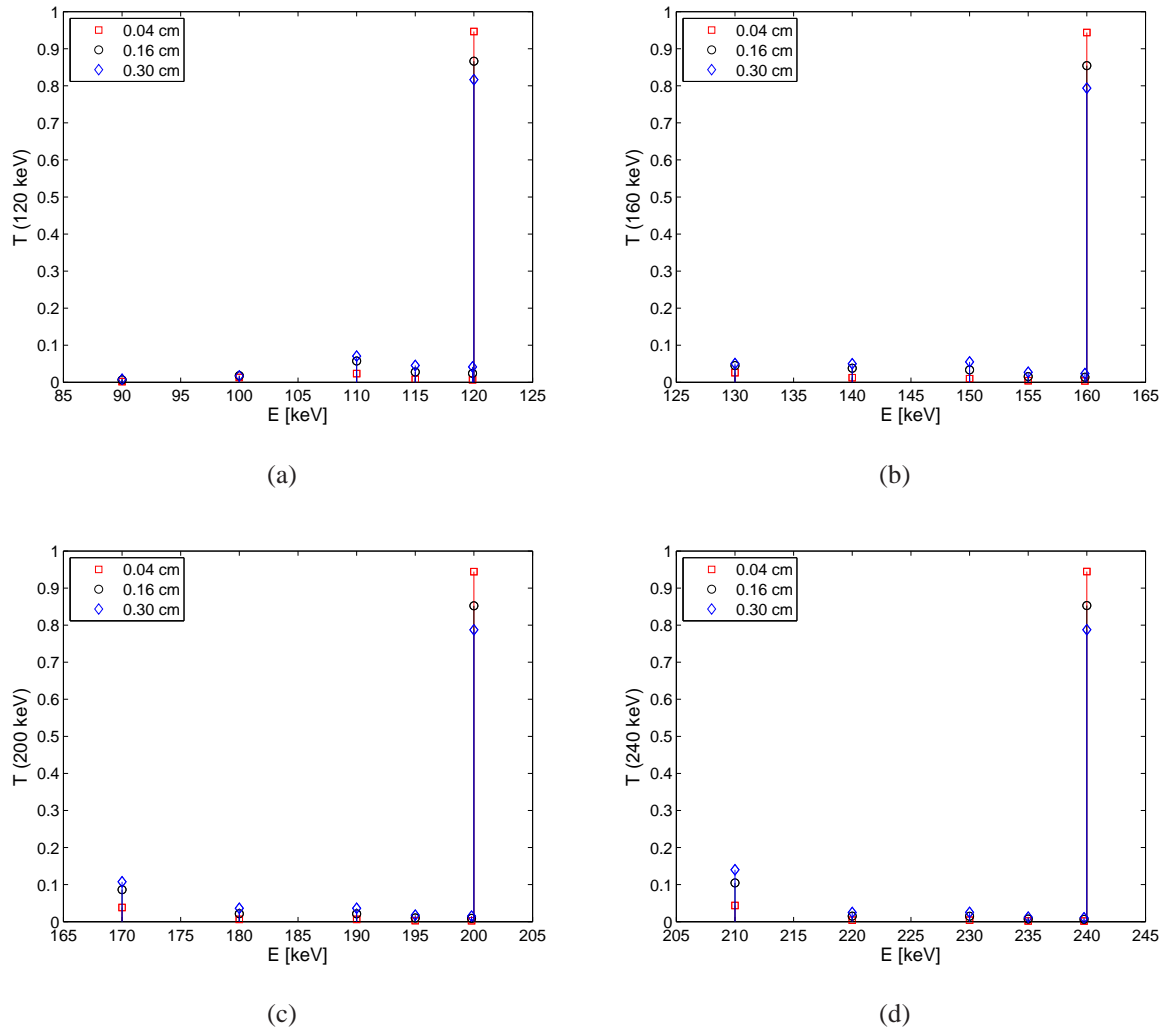


Figura 5.13: Resultados obtenidos para la transmisión de fotones monoenergéticos en tres muestras distintas fabricadas en cobre. Se presenta la fracción del total de fotones transmitidos a través de cada muestra, en función del intervalo que aloja su energía. La posición de las barras en el eje horizontal especifica, en keV, el borde superior de los intervalos de interés considerados. Refs.: (a)  $E = 120$  keV, (b)  $E = 160$  keV, (c)  $E = 200$  keV y (d)  $E = 240$  keV.

Los resultados muestran que conforme aumenta la energía de los fotones incidentes, el efecto dispersivo del filtro más grueso se hace más evidente, puesto que considerando fotones incidentes de 120 keV, el número de fotones que no modifica su energía como consecuencia de su interacción con el material, representa el 81 % de los fotones transmitidos; mientras que considerando fotones incidentes de 240 keV, dicha cantidad decrece al 78 %.

En suma, puede verse que en todo el rango espectral explorado, considerar espesores de cobre comprendidos entre 0.04 y 0.16 cm, permite afirmar que el número de fotones que prácticamente no modifica su energía como consecuencia de su interacción con el material, representa como mínimo el 85 % de los fotones transmitidos y como máximo el 95 % de ellos.

Haciendo un análisis similar al realizado para los resultados presentados en las figuras 5.12 y 5.13, es posible extender la afirmación anterior a los demás materiales si se seleccionan las muestras de níquel, titanio y plata cuyos espesores se encuentran comprendidos en los siguientes rangos: (0.045 – 0.165 ) cm, ( 0.178–0.445 ) cm, y (0.01 – 0.08) cm, respectivamente.

### **Refinamiento del resultado: modificación del coeficiente de atenuación lineal**

De acuerdo a lo expuesto en el inicio de la presente subsección, como consecuencia de haber usado filtros de espesor finito, el número de fotones detectados por el sistema película – pantalla empleado es levemente mayor al que está representado en la formulación propuesta. Una alternativa para tomar en consideración aquellos fotones que, como consecuencia de su interacción con los filtros, arriban al detector con una energía diferente a aquella con la cual fueron emitidos, consiste en modificar el coeficiente de atenuación lineal del material involucrado en la interacción.

Las simulaciones realizadas para la transmisión de la radiación incidente en cada filtro, permiten estimar un coeficiente de atenuación lineal para cada uno de ellos y para cada uno de los valores de energía analizados. Los coeficientes de atenuación lineal tabulados, empleados para resolver la ecuación (3.6), fueron modificados de modo tal de reproducir, para cada material, los coeficientes de atenuación lineal que surgen de las simulaciones. Típicamente, los valores tabulados para los coeficientes de transmisión resultan ser un 15 % mayor que el arrojado por las simulaciones.

La figura 5.14 presenta el resultado para la reconstrucción espectral empleando únicamente filtros seleccionados de acuerdo a lo discutido en el apartado de resultados de la subsección 5.3.2, y tomando en consideración las modificaciones propuestas para los coeficientes de atenuación lineal. A fin de facilitar la comparación, se muestra, superpuesto en la misma figura, el espectro obtenido sin realizar ninguna de las modificaciones mencionadas.

Como lo muestra la figura 5.14, no hay diferencias cualitativas entre la solución original y la obtenida luego de su refinamiento. No se observa modificación alguna en la posición del pico dominante del espectro, ni en la banda de energía que aloja sus componentes más impor-

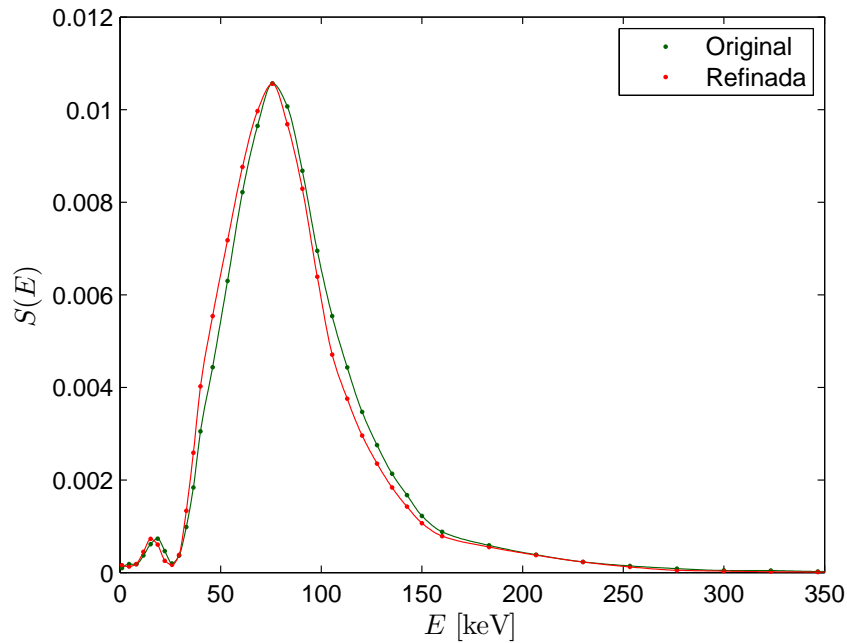


Figura 5.14: Espectro obtenido luego del refinamiento del resultado, superpuesto a la solución original. En ambos casos el parámetro de regularización fue fijado en 0.005.

tantes. Adicionalmente, todas las amplitudes espectrales disminuyen para energías crecientes y superiores a 75 keV, hasta ser prácticamente nulas más allá de los 250 keV.

Cabe mencionar que los resultados ilustrados por la figura 5.14, fueron obtenidos a partir de asignar, a cada material, un único coeficiente representativo de la atenuación para todo el rango espectral explorado. Un análisis más fino del que aquí se presenta, requiere determinar para cada material, espesor, y energía considerados en la reconstrucción espectral, el coeficiente de atenuación lineal exacto. A pesar de que una descripción de estas características podría resultar más precisa, la pequeña variabilidad observada en la solución refinada mediante la modificación global del coeficiente de atenuación de cada material, no la hace imprescindible.

### 5.3.3. Respecto del rango de calibración densitométrica accesible

Otro aspecto a tomar en cuenta para la selección de los filtros a emplear para la reconstrucción espectral propuesta, surge de considerar que la determinación de los valores  $T_{ij}^{exp}$  se realiza por interpolación de la densidad óptica normalizada de la muestra correspondiente, en una curva de calibración obtenida experimentalmente para cada radiografía analizada. Los valores calibrados de transmisión del conjunto Denstep 30, limitan por tanto el rango de calibración de la

densidad óptica normalizada. Por lo tanto, aún cuando una muestra pueda ser radiografiada y su espesor y material sean adecuados desde el punto de vista de la dispersión en energía que puede aparejar su uso, la correspondiente densidad óptica normalizada podría estar fuera del rango de calibración accesible, y por ello debería ser excluida del análisis de la radiografía considerada.

Esta limitación es propia del conjunto de filtros para luz visible propuesto. Podría mejorarse empleando un conjunto de filtros calibrados en un rango más amplio que el propuesto aquí. Cabe mencionar que el conjunto elegido debe ser suficientemente delgado como para alojarse dentro del chasis radiográfico, entre la película y cada una de las pantallas intensificadoras.

# 6

## Dosimetría de la emisión x

Como fue introducido en la subsección 2.2.6, para investigar las características dosimétricas de la radiación x de alta energía emitida por el Plasma Focus se emplearon detectores termoluminiscentes (TLD). En los apartados siguientes se definirán dos magnitudes que son de uso habitual en dosimetría y que serán empleadas en la interpretación del registro de los detectores: la dosis absorbida ( $D$ ) y el KERMA ( $K$ ). Adicionalmente, se presentará la metodología dosimétrica empleada, describiendo los procesos de calibración, selección y análisis de la lectura de los detectores termoluminiscentes.

### 6.1. Consideraciones generales

Se llama ionizante a la radiación que en su interacción con la materia, es capaz de excitar y extraer electrones de valencia de los átomos que la conforman.

Si la radiación es suficientemente energética como para ser ionizante, pero está compuesta de partículas sin carga, como por ejemplo fotones o neutrones, recibe el nombre de radiación indi-

rectamente ionizante. Esta denominación se debe a que la ionización está mediada por partículas secundarias cargadas que se generan en la interacción con la materia a través de distintos mecanismos. Según sea la energía en juego, las partículas secundarias pueden producirse por efecto fotoeléctrico, efecto Compton, producción de pares o reacciones fotonucleares en el caso de los fotones y captura de neutrones si la radiación es neutrónica. Una vez generadas, las partículas secundarias transfieren su energía al medio a través de ionizaciones y excitaciones atómicas, o bien pueden interaccionar con núcleos atómicos a través de colisiones radiativas.

Por último, se define la radiación directamente ionizante como aquella conformada por partículas cargadas, capaces de interactuar directamente con los electrones y núcleos atómicos que conforman la materia. Este es el caso, por ejemplo, de los protones y las partículas  $\alpha$  y  $\beta$ .

### 6.1.1. KERMA

La energía transferida ( $\epsilon_{tr}$ ) a un material de volumen arbitrario  $V$  como consecuencia de su interacción con campos de radiación indirectamente ionizante, se define como lo expresa la ecuación (6.1):

$$\epsilon_{tr} = (R_{in})_{sc} - (R_{out})_{sc} + \sum_i Q_i. \quad (6.1)$$

donde la energía correspondiente a las partículas sin carga entrantes y salientes de  $V$ , se indica con  $(R_{in})_{sc}$  y  $(R_{out})_{sc}$ , respectivamente. Por otro lado,  $\sum_i Q_i$  representa la energía total asociada a las masas en reposo generadas o destruidas durante las interacciones en  $V$ .

Se define el KERMA (*kinetic energy released per unit mass*) como el valor de expectación de la energía transferida por unidad de masa a partículas cargadas que conforman el material, debido a su interacción con radiación indirectamente ionizante. En símbolos:

$$K = \frac{d\epsilon_{tr}}{dm} \quad (6.2)$$

donde  $K$  es el KERMA y  $dm$  representa un diferencial de masa. En el Sistema Internacional de Unidades corresponde expresar esta magnitud en Gray, unidad que está definida como:  $\text{Gy} \equiv \text{J/kg}$ .

### 6.1.2. Dosis absorbida

Se define la dosis absorbida por un material, como el valor de expectación de la energía impartida a la materia por unidad de masa, como consecuencia de su interacción con toda radiación ionizante. Tomando esto en consideración, la energía total impartida a un volumen  $V$  como consecuencia de la mencionada interacción, puede calcularse como:

$$\epsilon = (R_{in})_{sc} - (R_{out})_{sc} + (R_{in})_c - (R_{out})_c + \sum_i Q_i \quad (6.3)$$

donde nuevamente  $(R_{in})_{sc}$  y  $(R_{out})_{sc}$  indican la energía asociada al flujo entrante y saliente al volumen  $V$ , de partículas sin carga, respectivamente. De la misma manera que en la ecuación (6.1),  $\sum Q_i$  corresponde a la energía total asociada a las masas en reposo generadas o destruidas durante las interacciones en  $V$ . Complementariamente  $(R_{in})_c$  representa la energía ingresando a  $V$  debido al flujo de partículas cargadas y  $(R_{out})_c$  es la energía transportada por partículas cargadas fuera de  $V$ .

La ecuación (6.3), permite entonces expresar la dosis absorbida por el material como:

$$D = \frac{d\epsilon}{dm} \quad (6.4)$$

donde nuevamente,  $dm$  representa un diferencial de masa. Para describir esta magnitud, se utilizan las mismas unidades introducidas para el KERMA.

### 6.1.3. Equilibrio electrónico

Se considera que un volumen arbitrario  $V$  está en equilibrio electrónico si, en términos de valores de expectación, cada partícula cargada de determinado tipo y energía que escapa de  $V$  es contrarrestada por el ingreso de una partícula idéntica de la misma energía. Por lo tanto, en condiciones de equilibrio electrónico de  $V$ , las ecuaciones (6.1) y (6.3) permiten afirmar que el KERMA y la dosis absorbida son iguales.

Desde el punto de vista experimental, el equilibrio electrónico se alcanza interponiendo entre el campo de radiación y el material a irradiar, algún material igual o subrogante al irradiado y cuyo espesor sea mayor que la máxima distancia de penetración de los electrones más energéticos del material que hayan recibido la energía proveniente de la radiación.

## 6.2. Metodología dosimétrica general

Para obtener el valor de la dosis a partir de la lectura de los detectores empleados, es necesario realizar la calibración correspondiente. Para ello se somete a los detectores a irradiaciones en condiciones de dosis controlada. El análisis estadístico de la respuesta de los TLD permite definir criterios de selección y calibración de la serie.

### 6.2.1. Irradiación en condiciones de dosis controlada

Para energías comprendidas en el rango entre 20 keV y 1 MeV, puede asumirse que la respuesta de los detectores TLD empleados no presenta dependencia considerable con la energía de la radiación incidente (Luo *et al.*, 2002). Tomando esto en consideración, la calibración de los detectores se realizó empleando un banco de  $^{137}\text{Cs}$  ( $h\nu \sim 661 \text{ keV}$ ) calibrado en KERMA libre en aire, según lo indica el registro ARN N° 1499 (2004).

Para asegurar la condición de equilibrio electrónico, y según lo indica el procedimiento standard de la ARN (Autoridad Regularia Nuclear), las irradiaciones se llevaron adelante colocando los detectores en contenedores plásticos cerrados, que ubican a los detectores en un arreglo rectangular de 10 x 10 sitios circulares. Cada sitio tiene 6 mm de diámetro y la separación entre dos sitios consecutivos es de 10 mm. En estas condiciones, los detectores fueron irradiados durante 30 minutos ubicándolos a 1 m de la fuente.

A la fecha en que se realizó la calibración del banco de  $^{137}\text{Cs}$ , el KERMA emitido por unidad de tiempo en la irradiación de un objeto ubicado a 1 m de distancia correspondió a 73,94  $\mu\text{Gy/min}$ . Conocido este valor de calibración, la siguiente ecuación permite calcular el KERMA emitido al momento de la irradiación de interés:

$$K(t) = K_o t \exp \frac{\ln(2)}{\tau} T \quad (6.5)$$

donde  $K_o$  es el valor de KERMA emitido por unidad de tiempo por la fuente, al momento de ser calibrada,  $\tau$  el lapso transcurrido desde la calibración de la fuente,  $T$  su tiempo de semidesintegración y  $t$  es el tiempo de duración de la irradiación de interés.



### 6.2.2. Análisis de la lectura de los detectores

El factor  $f_c$  de conversión entre la dosis registrada por un detector TLD y el valor obtenido de su lectura, puede calcularse como:

$$f_c = \frac{L_{TLD}}{K_{Cs}} \quad (6.6)$$

donde se indica con  $L_{TLD}$  y  $K_{Cs}$ , el valor correspondiente a la lectura del TLD y el KERMA en aire libre emitido por la fuente durante la irradiación de calibración, respectivamente.

Una vez determinado el factor de conversión correspondiente, puede calcularse la dosis ( $D$ ) registrada por el detector al ser irradiado con otra fuente de interés, a partir del valor que surge de su lectura. Para ello, debe considerarse la siguiente ecuación.

$$D = \frac{L_{TLD}}{f_c} \quad (6.7)$$

### 6.2.3. Selección de los detectores

El factor de conversión caracteriza la respuesta de los detectores a la irradiación, por ello habitualmente se lo utiliza para seleccionar el conjunto de detectores a emplear y acotar la incerteza de su medición.

Para ello, se realizaron tres irradiaciones idénticas e independientes de una serie compuesta por 100 detectores, siguiendo el procedimiento descrito en la subsección 6.2.1. En cada caso, y para cada elemento de la serie, se calculó el factor de conversión  $f_c$ .

A fin de evaluar la variabilidad de la lectura de cada detector frente a irradiaciones idénticas, se comparó el valor calculado para  $f_c$  en cada una de las irradiaciones de calibración, con su factor de conversión promedio y su desvío estadístico.

Por otra parte, se comparó cada valor individual  $f_c$  con el factor de conversión promedio grupal y su desvío estadístico, con el objetivo de verificar para una misma irradiación del conjunto, la concordancia entre la lectura de cada detector y los demás elementos de la serie.

Los detectores empleados en las mediciones que dan contenido al presente capítulo verifican que sus mediciones individuales resultan reproducibles, y a la vez concordantes con las del

resto de los detectores empleados, con una incerteza del 6 %.

En suma, el desvío estadístico de las lecturas individuales de los TLD empleados, permite estimar que la incerteza en la señal recogida para cada detector es del 6 %.

## **6.3. Mediciones dosimétricas**

Empleando los detectores termoluminescentes presentados en la subsección 2.2.6 y aplicando la metodología descrita en la sección 6.2, se realizaron las mediciones dosimétricas cuyos resultados y montaje experimental se describen a continuación.

### **6.3.1. Dosis $x$ sobre el eje de simetría de los electrodos**

#### **Montaje experimental**

En el desarrollo de las mediciones realizadas para determinar la dosis sobre el eje de simetría de los electrodos se emplearon 80 TLD, ubicados en un contenedor plástico como el descrito en la subsección 6.2.1, conformando un arreglo rectangular plano de ocho filas y diez columnas.

El arreglo de detectores fue dispuesto con su plano ortogonal al eje de simetría de los electrodos y centrado respecto del mismo, empleando un posicionador montado sobre un banco óptico que adicionalmente permite fijar el conjunto a diversas distancias de la fuente a lo largo del eje de simetría de los electrodos. Durante el desarrollo de las mediciones la distancia,  $d$ , comprendida entre la pared frontal de la cámara de descargas y el contenedor, fue fijada en 40 cm. Esta elección equivale a establecer una distancia fuente – detector igual a 53 cm.

#### **Resultados obtenidos**

A fin de determinar la dosis sobre el eje de simetría de los electrodos, se irradiaron simultáneamente los 80 detectores. La figura 6.1 presenta los resultados obtenidos para la dosis absorbida por cada detector, en función de la posición angular de cada una de las columnas del arreglo, medida respecto del eje de los electrodos. Los resultados fueron obtenidos luego de 30 exposiciones sucesivas de los detectores.

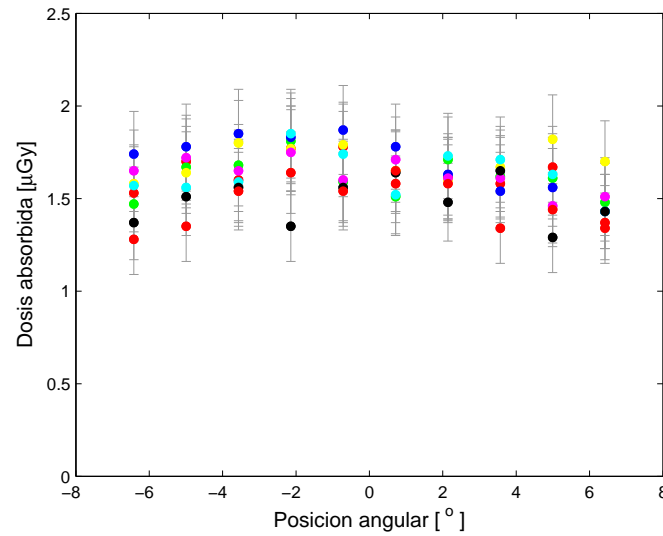


Figura 6.1: Dosis absorbida, registrada luego de 30 irradiaciones sucesivas del arreglo rectangular de detectores ( $d = 40$  cm).

Como se observa en la figura 6.1, las dosis asociadas a cada una de las columnas del arreglo son indistinguibles entre sí dentro de su incerteza. La misma observación puede extenderse a las dosis asociadas a las filas. De acuerdo con ello, la dosis absorbida a lo largo del eje de los electrodos se determinará, en cada caso, promediando el registro de cada uno de los detectores del arreglo.

Los resultados obtenidos indican que la dosis por disparo medida sobre el eje de simetría de los electrodos, a 53 cm de la fuente, es de  $(53 \pm 3) \mu\text{Gy}$ . Adicionalmente, permiten establecer que a 53 cm de la fuente, la dosis es uniforme para semiángulos menores a  $6^\circ$ .

### 6.3.2. Dependencia angular de la dosis

#### Montaje experimental

La figura 6.2 presenta el diseño experimental empleado para la medición de la dependencia angular de la dosis respecto del eje de simetría de los electrodos. En ella se distinguen la cámara de descargas y la disposición implementada para los detectores. Como muestra la figura, los detectores se ubicaron concéntricamente con la posición de la fuente dentro de la cámara de descargas (Raspa, 2003 y Di Lorenzo *et al.*, 2007), a dos distancias radiales diferentes: 54 y 74 cm, respectivamente.

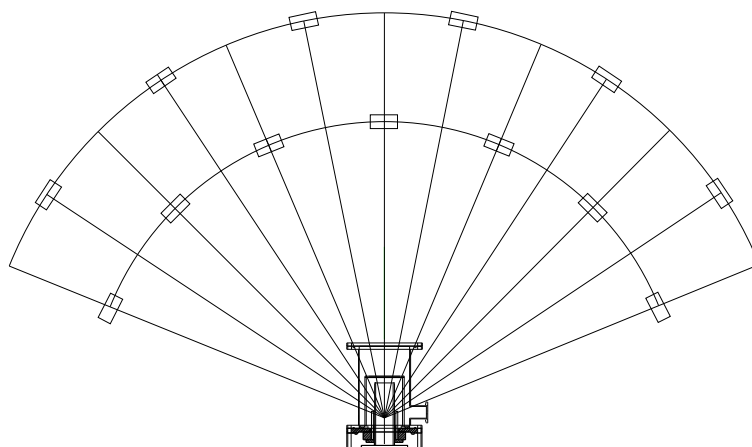


Figura 6.2: Esquema del dispositivo experimental empleado para medir la distribución angular de la dosis de radiación x. Los detectores se ubicaron concéntricamente con la posición de la fuente dentro de la cámara de descargas, a dos distancias radiales diferentes: 54 y 74 cm.

Nuevamente, para asegurar que la medición se realice en condiciones de equilibrio electrónico, los detectores fueron ubicados dentro de contenedores plásticos de dimensiones típicas: 5 cm x 2,5 cm x 1 cm. En cada posición angular se ubicó un contenedor con tres detectores, estimándose la dosis correspondiente como el promedio de los registros individuales.

### Resultados obtenidos

La figura 6.3 muestra el gráfico de la distribución angular, respecto al eje de simetría de los electrodos, de la dosis absorbida por disparo para las dos distancias de irradiación consideradas. Los resultados obtenidos son consistentes con que la dosis absorbida es mucho mayor sobre el eje de simetría de los electrodos, que para posiciones angulares alejadas de él. Ambas mediciones muestran que existe un rango angular donde la dosis registrada decae respecto de su valor máximo central y fuera del cual tiende a crecer nuevamente.

Para facilitar el análisis de los resultados, la figura 6.4 muestra un detalle de la cámara de descargas, similar al ya presentado en la figura 2.1. En esta ocasión se destacan las direcciones que subtienden ángulos de  $45^\circ$  y  $70^\circ$  respecto del eje de simetría de los electrodos. Por las características geométricas y constructivas de la cámara, así también como por la ubicación espacial de la fuente, la radiación debe atravesar materiales y espesores muy distintos antes de su registro. Como lo ejemplifica la figura 6.4, un detector dispuesto a  $45^\circ$  del eje recibe radiación que debió atravesar al menos 3.6 mm de cobre y 3.4 mm de acero inoxidable; mientras que sobre uno dispuesto a  $70^\circ$  del eje, inciden fotones atenuados en 2.8 mm de cobre y 2.7 mm de acero

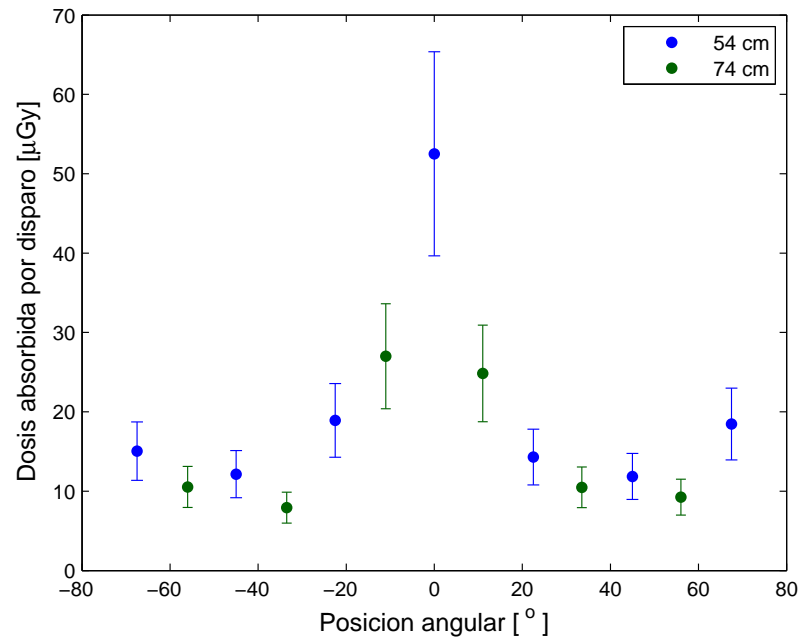


Figura 6.3: Dosis absorbida por disparo en función del ángulo respecto al eje de simetría de los electrodos para dos distancias de irradiación diferentes.

inoxidable. Esta diferencia de atenuaciones del campo de radiación, puede justificar que la dosis correspondiente a  $70^\circ$  resulte mayor que aquella medida a  $45^\circ$ .

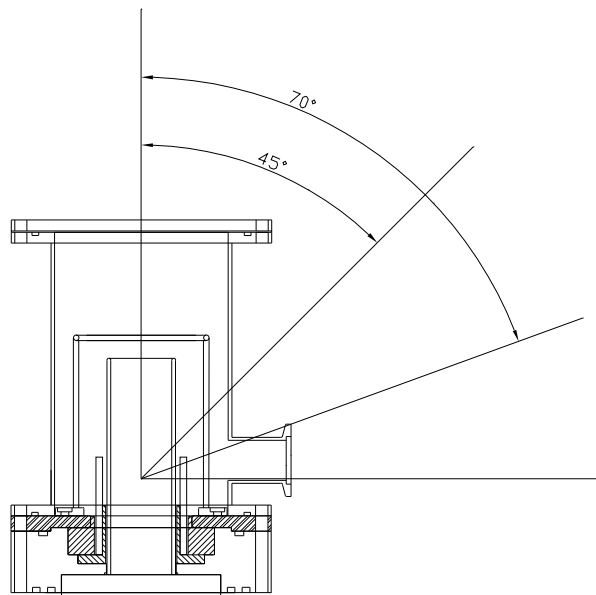


Figura 6.4: Detalle de la cámara de descarga. Se destacan las direcciones que subtienden ángulos de  $45^\circ$  y  $70^\circ$  respecto del eje de simetría de los electrodos.

Por lo tanto, respecto de la dependencia angular de la dosis, se observó que la mayor afluencia de radiación x se registra en la dirección del eje de los electrodos y que existe un rango angular (de  $\sim 20^\circ$ ) dentro del cual la dosis disminuye simétricamente respecto del valor máximo central.

Adicionalmente, los resultados muestran que la geometría y materiales de construcción de la cámara y sus componentes, son un factor de peso en la determinación de las características dosimétricas del campo de radiación.

# 7

## Aplicaciones radiográficas

En este capítulo se presentarán ejemplos de las potenciales aplicaciones radiográficas de la radiación x de alta energía emitida por un Plasma Focus.

### 7.1. Radiografía general de objetos metálicos

Empleando la disposición experimental de la figura 2.13 y siguiendo el método radiográfico descrito en la subsección 2.2.4, se obtuvieron las imágenes radiográficas que se exponen a continuación. En todos los casos, las imágenes fueron obtenidas con una exposición simple de la película, situando la misma a 40 cm de la pared frontal de la cámara de descargas.

La imagen que se muestra en la figura 7.1, corresponde a la radiografía digitalizada de un mosquetón de escalador.

Fabricada en una aleación de aluminio, la pieza está sujeta durante su uso a constantes tensiones mecánicas, por lo cual una imagen introspectiva que permita diagnosticar a tiempo su estado, es de vital interés para quienes las utilizan. El contraste en la imagen permite distinguir



Figura 7.1: Imagen digitalizada de un mosquetón fabricado en una aleación de aluminio. La distancia cámara – película fue fijada en 40 cm.

distintos espesores del mismo material e identificar con claridad el resorte del mecanismo de cierre, su alojamiento y dos ejes transversales.

La figura 7.2 muestra la digitalización de la radiografía de una cerradura de pestillo. Se distinguen con claridad el contorno de la carcasa metálica externa, el mecanismo interno de cierre, el pasador rectangular, y dos perforaciones correspondientes al ojo de la cerradura y al orificio donde se inserta el picaporte. Debe destacarse que el objeto está fundamentalmente fabricado en acero y bronce. Distintas tonalidades se aprecian en la imagen, de acuerdo al espesor y material de las piezas que conforman la cerradura: regiones más oscuras implican mayor exposición a la radiación, y corresponden ya sea a los espesores más finos, sustancias menos atenuantes o al fondo de la película.

La figura 7.3 muestra una fotografía de una bujía de automóvil (a) y la digitalización de su radiografía (b). La imagen digitalizada permite apreciar el conector interno, incluso cuando éste se encuentra oculto dentro de la sección metálica de la bujía. Las diferentes tonalidades permiten identificar regiones de distinto espesor del metal, cavidades en la pieza y distinguir el aislante cerámico de las partes metálicas. Adicionalmente, pueden apreciarse los filetes que conforman las roscas que presenta la pieza.



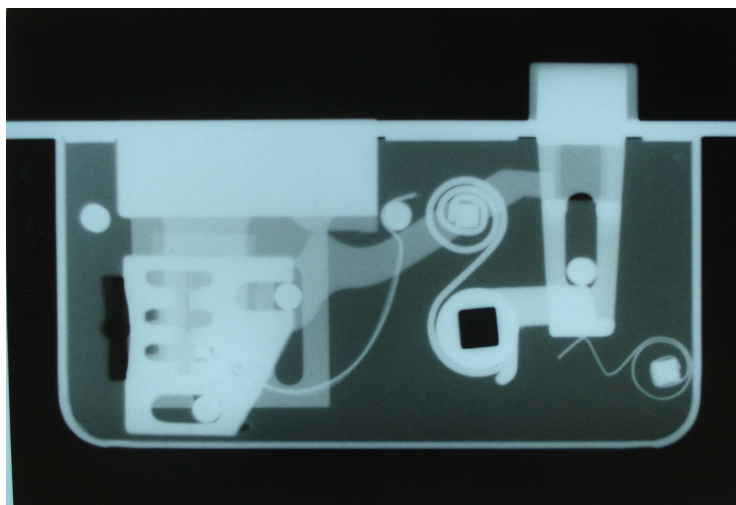


Figura 7.2: Radiografía digitalizada de una cerradura de pestillo. La misma está conformada por distintas piezas fabricadas en distintos materiales metálicos y espesores. La distancia cámara–película fue fijada en 40 cm.

## 7.2. Inspección a través de paredes metálicas

Una aplicación radiográfica muy importante de los pulsos x de alta energía emitidos por un Plasma Focus, consiste en su uso para la inspección de piezas aún cuando se encuentran detrás de paredes metálicas. A continuación se presentan algunos ejemplos que ilustran la aplicabilidad referida.

La figura 7.4 (a) muestra la imagen digitalizada de dos tornillos de cabeza redonda (rosca americana 1/4 – 20, NC) insertos en un bloque de aluminio de 10 mm de espesor en la dirección normal al plano de la figura. El tornillo que puede verse a la izquierda de la imagen está fabricado en bronce, y el que se observa a la derecha, en acero inoxidable. El conjunto fue dispuesto detrás de un disco de hierro de 9 mm de espesor. En esta ocasión, la película se ubicó a 64 cm de la pared frontal de la cámara e inmediatamente detrás del objeto.

Aún cuando la pieza está oculta detrás de 9 mm de hierro, la imagen permite apreciar los filetes que conforman la rosca, ya sea en el interior o exterior del bloque en el que se encuentran alojados los tornillos. Adicionalmente, se observan el contorno del disco y un orificio circular (círculo oscuro que se distingue a la izquierda de la imagen) practicado en la periferia del mismo. Nuevamente, la imagen del conjunto presenta distintas tonalidades de acuerdo al espesor y material de los objetos que lo conforman.

Para facilitar la comparación, en la figura 7.4 (b) se muestra la radiografía digitalizada

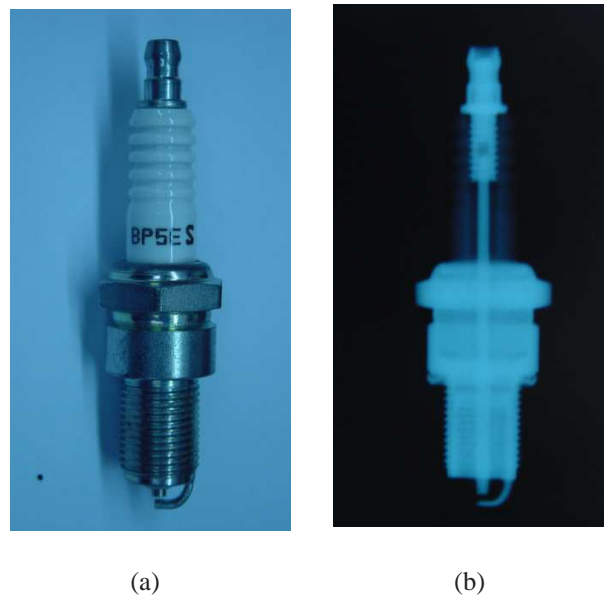


Figura 7.3: (a) Fotografía de una bujía de automóvil, (b) radiografía de la misma bujía.

del mismo conjunto, obtenida en el laboratorio en el año 2003 sin colocar el disco de hierro, habiendo dispuesto la película a 80 cm de la pared frontal de la cámara de descarga.

Por otra parte, la figura 7.5 (a) muestra una imagen digitalizada de dos conectores T BNC radiografiados simultáneamente, con una exposición simple de la película, habiendo interpuesto entre el objeto y la fuente radiográfica, un disco de hierro que tiene dos espesores diferentes: 9 mm y 22 mm, respectivamente. Nuevamente, para facilitar la comparación, en la figura 7.5 (b) se muestra la radiografía digitalizada de una pieza similar, obtenida en el laboratorio en el año 2001 sin colocar el disco de hierro. Como se observa, pueden distinguirse los contornos y el conexionado interno del conector, aún cuando la pieza, que está fabricada en acero inoxidable, se encuentra oculta detrás de 22 mm de hierro.

El panel superior de la figura 7.6 (a) muestra una imagen del exterior de una caja de seguridad fabricada en hierro, y la figura 7.6 (b) presenta la fotografía de la misma caja abierta. Alojados en su interior, pueden distinguirse un conector T BNC y un bulón de bronce (rosca americana 3/8 – 16, NC). La caja cerrada, con los dos objetos metálicos en su interior, fue radiografiada con una exposición simple de la película, fijando la distancia a la pared frontal de la cámara de descargas en 75 cm. La figura 7.7 ilustra la radiografía digitalizada del conjunto. La imagen permite observar con nitidez tanto las distintas piezas que conforman el mecanismo de cierre, como los dos objetos alojados en su interior. La imagen muestra con claridad los filetes de la rosca del bulón, y permite apreciar detalles internos del conector T BNC.

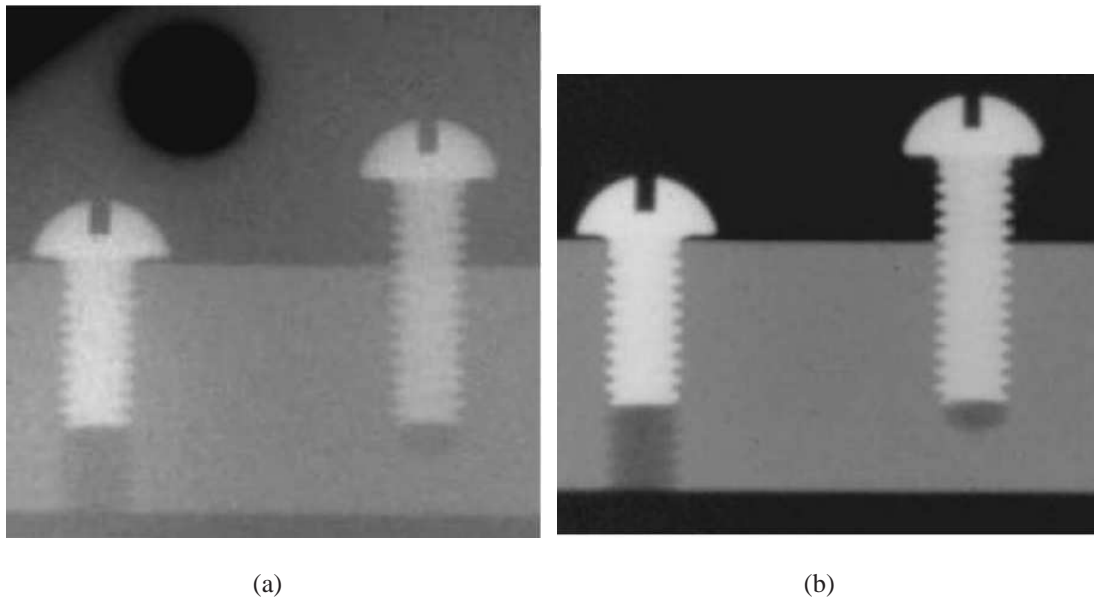
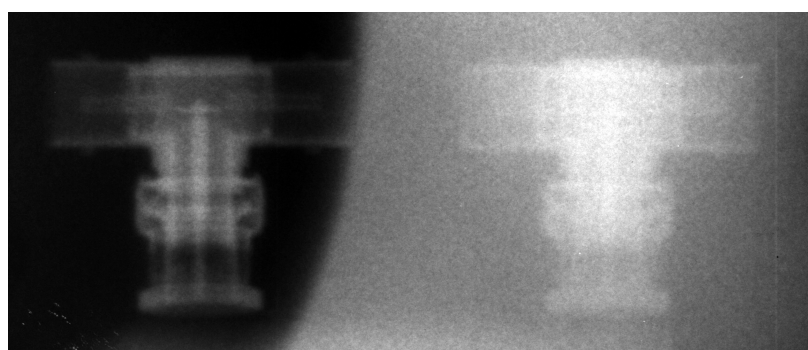
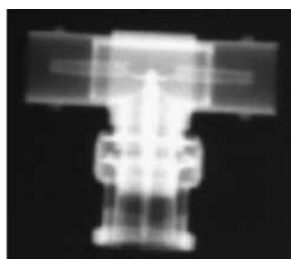


Figura 7.4: (a) Radiografía de dos tornillos (rosca americana 1/4 – 20, NC) dispuestos en un bloque de aluminio de 10 mm de espesor en la dirección normal al plano de la figura. El conjunto está oculto detrás de un disco de hierro de 9 mm de espesor. Los materiales de construcción de los tornillos son, de izquierda a derecha, bronce y acero inoxidable. (b) Imagen radiográfica del mismo objeto tomada en el año 2003, sin el disco de hierro.

Imágenes como las ilustradas en este capítulo, ponen en evidencia la potencialidad que tiene el uso de radiación x de alta energía generada por un Plasma Focus para la inspección de piezas metálicas, incluso cuando se hallan detrás de paredes también metálicas de varios milímetros de espesor.



(a)



(b)

Figura 7.5: (a) Radiografía de dos conectores T BNC ocultos detrás de 9 mm (izquierda) y 22 mm de espesor (derecha). (b) Imagen radiográfica de un conector similar tomada en el año 2003, sin el disco de hierro.



(a)



(b)

Figura 7.6: (a) Fotografía del exterior de una caja de seguridad fabricada en hierro. (b) Fotografía de la misma caja abierta. En su interior pueden verse un conector T BNC y un bulón de bronce (rosca americana 3/8 – 16, NC).

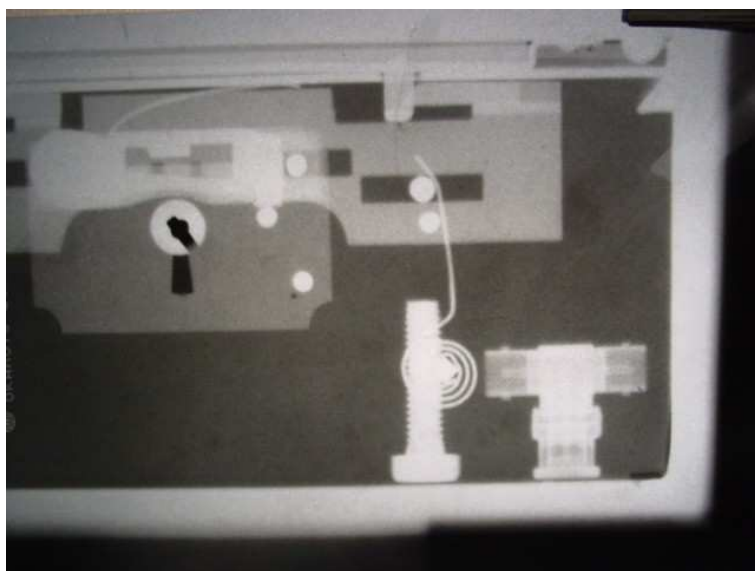


Figura 7.7: Radiografía digitalizada de la caja de seguridad cerrada, alojando en su interior el conector T BNC y el bulón de bronce que se observa en la figura 7.6 (b).

# 8

## Discusión final y conclusiones

A lo largo de la presente tesis se ha considerado un Plasma Focus de mediano porte (30 kV, 4.7 kJ) y cámara compacta ( $1000\text{ cm}^3$ ), como fuente pulsada de rayos x de alta energía ( $\sim 100\text{ keV}$ ).

Esencialmente nos propusimos investigar el espectro de radiación x de alta energía que sale de su cámara de descarga, dado que tal radiación está involucrada en aplicaciones radiográficas no convencionales que también fueron motivo de estudio en esta tesis.

Para ello se formuló e implementó experimentalmente un método de análisis espectral basado en la atenuación diferencial de la radiación en muestras metálicas y en el análisis densitométrico de sus radiografías.

En cuanto a las características densitométricas de las imágenes analizadas, el método radiográfico empleado demostró ser capaz de aprovechar el pulso breve de rayos x para radiografiar todas las muestras en un sólo disparo del equipo; habilitando simultáneamente múltiples canales para registrar el efecto de la atenuación conjunta de las componentes espectrales en cada uno de los filtros.

La aplicación del método propuesto produce radiografías provistas de una imagen patrón especialmente diseñada para calibrar, en cada una de las imágenes analizadas, la densidad óptica medida para cada filtro con la exposición relativa que generó su imagen. A partir de dicha calibración, la formulación realizada para el método permitió vincular el espectro de interés con cantidades obtenidas experimentalmente mediante mediciones sencillas y de uso habitual en radiografía.

Como criterio preliminar de diseño para los filtros metálicos empleados se seleccionó, de aquellos disponibles en el mercado, un conjunto que por el material y espesor de sus componentes, pueda ser radiografiado, obteniéndose una imagen clara y con buen contraste de todas las piezas empleadas. A fin de evitar superponer irradiaciones, que en principio podrían ser diferentes, las imágenes analizadas fueron tomadas con una exposición simple de la película.

Otro aspecto importante en cuanto al diseño de los filtros empleados, está vinculado a la dispersión en energía que podría tener lugar en la transmisión de cada componente espectral en muestras metálicas de espesor considerable. A la luz de un primer resultado obtenido para el espectro, dicha posibilidad fue evaluada mediante la simulación del transporte de fotones en muestras metálicas. En la simulación se tuvieron en cuenta tanto la energía de la radiación de interés, como los materiales y espesores de las muestras empleadas y la proximidad de las mismas con el detector. Los resultados de las simulaciones indican que, en el rango explorado, la radiación se dispersa levemente en energía al atravesar las muestras metálicas; y que para un mismo material y energía de los fotones incidentes, tal dispersión aumenta conforme lo hace el espesor del filtro correspondiente.

Los resultados de las simulaciones permitieron refinar el criterio de selección de las muestras, de modo tal de acotar el efecto que dicha dispersión tiene sobre la medición realizada. Se determinó que emplear filtros de cobre de espesores comprendidos entre 0.04 y 0.16 cm asegura que la formulación realizada para la medición representa entre el 85 % y el 95 % de los fotones que generaron la imagen analizada. Lo mismo puede afirmarse si se emplean muestras de níquel, titanio y plata de espesores comprendidos en los siguientes rangos: (0.045 – 0.165) cm, (0.178 – 0.445) cm, y (0.01 – 0.08) cm, respectivamente.

Corresponde señalar, sin embargo, que los resultados obtenidos con el subconjunto de muestras más finas son prácticamente coincidentes con los que surgen de considerar todos los metales. Este resultado indica que el efecto dispersivo referido anteriormente es despreciable para el conjunto de muestras empleado y la energía de la radiación analizada.

Dado que la dispersión en energía va acompañada de una desviación angular, la escasa



incidencia que sobre el resultado espectral tienen los fotones dispersados se ve corroborada por el hecho de que las imágenes radiográficas de las muestras más gruesas presentan bordes nítidos.

En cuanto a la reconstrucción espectral realizada, se ha determinado que las componentes más importantes del espectro se hallan comprendidas entre 40 y 150 keV, presentando un único máximo global en la zona de 75 keV. Adicionalmente, se analizó el comportamiento de la solución frente a variaciones de algunos parámetros de la resolución numérica, realizada empleando un esquema de regularización de segundo orden. De dicho análisis se concluye que las variaciones consideradas no modifican la posición del pico dominante del espectro, ni la banda de energía que aloja sus componentes más importantes. En todos los casos, las amplitudes espectrales disminuyen para energías crecientes y superiores a 75 keV, hasta ser prácticamente nulas más allá de los 250 keV.

El método de resolución numérica elegido, esto es, la optimización de una función objetivo del tipo cuadrados mínimos regularizada considerando la derivada segunda de la densidad espectral buscada, demostró ser adecuado para resolver la ecuación integral que por incógnita tiene dicha función espectral. El punto más delicado de su aplicación, es la elección del parámetro de regularización. Si el problema es lineal y sencillo, la bibliografía de referencia aporta estrategias de uso habitual para su determinación, pero para problemas no-lineales como el que se aborda en la presente tesis, los criterios disponibles son muy generales y de difícil implementación. Por ello es necesario analizar, como se describe en la sección 5.1, la dependencia de la solución respecto de dicho parámetro, en cada caso particular. Una vez fijado dicho parámetro, se requiere no más de un minuto de cálculo en una computadora personal con un procesador AMD Athlon 64 X2 de 2200 MHz, 2 GB de memoria RAM y sistema operativo Linux Ubuntu 8.04.

En la reconstrucción espectral realizada se consideró que tres de las magnitudes involucradas presentan incerteza en su determinación: los coeficientes  $T_{ij}^{exp}$ , los espesores  $d_{ij}$  y los factores de atenuación lineal  $k_i$ . Puesto que la dependencia entre dichas magnitudes y la función espectral no es sencilla, se consideró el método Monte Carlo como el más adecuado para estimar la incerteza con que se determinaron las componentes espectrales de la radiación de interés. Se emplearon tres estimadores globales diferentes para evaluar la convergencia de la estimación de la banda de incerteza, los resultados obtenidos muestran que basta realizar 1000 ensayos Monte Carlo para asegurarla.

Se analizó también la sensibilidad del resultado frente a la variabilidad individual de las cantidades  $T_{ij}$ ,  $d_{ij}$  y  $k_i(E)$ . Los resultados permiten afirmar que la incerteza en la estimación de las componentes espectrales no está dominada completamente por ninguna de las fuentes

consideradas. Sin embargo, los resultados muestran que para energías superiores a 100 keV, la incerteza en la determinación de los coeficientes de atenuación lineal,  $k_i(E)$ , domina la banda de incerteza del espectro. Puede verse también que para energías en la región donde se ubica el máximo, las tres fuentes de incerteza resultan comparables y que para energías en el rango comprendido entre 30 y 60 keV, su importancia relativa se alterna de acuerdo a la energía de la componente espectral de interés.

Merece ser destacado que el método de análisis espectral propuesto es de sencilla aplicación y consistentemente puede ser fácilmente adoptado en otros laboratorios a un costo muy bajo. Puesto que vincula directamente las densidades ópticas registradas en la radiografía con la exposición de la película, permite comparar resultados obtenidos en distintos equipos o condiciones experimentales, aún incluso cuando no se hubieran empleado idénticos sistemas radiográficos como detectores de la radiación x o densitómetros.

Corresponde destacar que ni métodos como el propuesto, ni espectros de componentes ubicadas por sobre los 100 keV que hayan sido emitidos por un Plasma Focus, se encuentran en la bibliografía de referencia.

Completando la determinación espectral realizada, se investigó la reproducibilidad de la emisión en condiciones en las que el equipo está en régimen de operación optimizada para la producción de rayos x. Los resultados demuestran que el análisis de radiografías obtenidas operando el equipo en condiciones experimentales idénticas, dan lugar a reconstrucciones espectrales indistinguibles. El Plasma Focus considerado es, por tanto, una fuente de radiación x adecuada para aplicaciones radiográficas no convencionales, con el beneficio adicional de tener propiedades espectrales reproducibles respecto de sus parámetros de operación.

Como fue mencionado en la subsección 5.2.1, el pico que la señal de la bobina de Rogowski presenta durante la focalización, no puede vincularse con el espectro de la radiación x que se emite desde la base del ánodo, ni aún bajo la hipótesis de que el mecanismo de aceleración de electrones en el foco esté vinculado con variables eléctricas globales de la descarga. El espectro de radiación x depende del espectro de energía de los electrones que impactan en el ánodo, y éste a su vez, se vincula con los procesos que ocurren en el foco. Si se asume que el mecanismo de aceleración de electrones es de naturaleza magnetohidrodinámica de escalas comparables a las dimensiones y duración del foco, la energía de dichos electrones se vincula con el potencial inducido en el foco. Se ha visto que el término dominante en la expresión de dicho potencial es  $i dL_f/dt$ , donde  $i$  es la corriente circulante por la columna de plasma durante la convergencia y  $L_f$  es la inductancia asociada a dicha columna y su correspondiente corriente de retorno. Debido

a ello, las características espectrales de la radiación bajo estudio están vinculadas con la corriente y con la derivada temporal de la inductancia mencionadas. Dado que ambas magnitudes están fuertemente relacionadas entre sí, y a su vez dependen de los parámetros de diseño y operación del dispositivo, no es posible prescribir un criterio general y exacto que maximice el producto entre ellas. De todas maneras, puede afirmarse que cabe esperar fotones tanto más energéticos cuanto mayor sea la corriente circulante por el foco y mayor sea la derivada temporal de la inductancia  $L_f$ .

La primera condición se logra, por ejemplo, aumentando la tensión de trabajo,  $V_0$ , o la capacidad del banco,  $C_0$ , o bien disminuyendo la inductancia de conexión,  $L_0$ , dado que en una descarga capacitiva subamortiguada, la corriente máxima  $i_m$  escala como  $i_m \sim V_0 \sqrt{C_0/L_0}$  y por supuesto, disminuyendo todo lo posible la resistencia de conexión.

La segunda condición se vincula con propiedades mecánicas de la lámina de corriente, dado que la inductancia  $L_f$  depende de la geometría y posición de la lámina y, consecuentemente,  $dL_f/dt$  depende de la velocidad que la lámina alcance durante la etapa de convergencia. A igualdad de todas las demás condiciones, la velocidad de la lámina será mayor para gases de llenado de baja masa atómica. Por este motivo cabe esperar que dispositivos Plasma Focus optimizados para trabajar con deuterio o con hidrógeno, tengan mayores posibilidades de emitir rayos x de alta energía.

En cuanto al campo dosimétrico x de la fuente investigada, puede afirmarse que a 53 cm de la fuente, la dosis por disparo medida sobre el eje de simetría de los electrodos es de  $(53 \pm 3) \mu\text{Gy}$ , y que resulta uniforme para semiángulos menores a  $6^\circ$  medidos respecto de dicho eje. Este resultado es consistente con una fuente puntual ubicada sobre la base del ánodo, en el lugar donde impactan los electrones emitidos durante la focalización. Por su posición dentro de la cámara de descarga, la emisión es fuertemente colimada por el tubo de cobre de 2 mm de pared que conforma el ánodo, determinando un cono de irradiación uniforme de  $6^\circ$  a 53 cm de la fuente.

El experimento conducido para investigar la dependencia angular de la dosis, permite concluir que la mayor fluencia de radiación x se registra en la dirección del eje de los electrodos y que existe un rango angular (de  $\sim 20^\circ$ ) dentro del cual la dosis disminuye simétricamente respecto del valor máximo central.

En todos los casos, los resultados obtenidos prueban que la geometría y materiales de construcción de la cámara y sus componentes, son un factor de peso en la determinación de las características dosimétricas del campo de radiación.

Finalmente, se ha presentado una breve muestra de los resultados logrados empleando un Plasma Focus como fuente de radiación para obtener radiografías de objetos metálicos, incluso cuando éstos estuvieron ocultos detrás de paredes metálicas de varios milímetros de espesor. Debe destacarse que, con la única excepción de los trabajos publicados por nuestro grupo, radiografías como las presentadas aquí, esto es, mostrando muy buen contraste entre diferentes metales, muy buena definición espacial, y logradas con un tiempo de exposición de 50 ns, no se encuentran en la literatura del tema.

Entre las posibles líneas de continuación del trabajo realizado, figura el estudio de la dependencia del espectro respecto de parámetros de diseño y operación del dispositivo, tales como la tensión de carga, la capacidad del banco, la presión y tipo de gas de trabajo, las dimensiones de los electrodos, entre otros. Dichos parámetros no resultan independientes entre sí si se considera que el equipo debe focalizar y emitir radiación x de interés para aplicaciones.

En suma, en la presente tesis se investigó un Plasma Focus de baja energía como emisor de pulsos de rayos x duros. Se investigaron las características tanto espectrales como dosimétricas de la fuente, y se la empleó en una aplicación no convencional que consiste en la obtención de imágenes radiográficas ultrarrápidas de objetos metálicos.

# Apéndice

Desde el punto de vista teórico-computacional numerosos trabajos se han dedicado a modelar eléctricamente a la columna de plasma, con el propósito de evaluar la caída de tensión generada durante su evolución. Algunos autores infieren la mencionada caída a partir de la discusión de mecanismos aceleradores de iones y electrones en los campos eléctrico y magnético inducidos en la columna de plasma (Bernstein, 1970; Newman and Petrosian, 1975; Kondoh and Mamada, 1986).

Sin entrar en las complejidades relacionadas con la modelización de los procesos que ocurren en el foco, se optó por evaluar la tensión inducida en la columna de manera autoconsistente con la evolución del circuito eléctrico de la descarga empleando un modelo validado experimentalmente.

## Formulación del problema

En la figura A1 se muestra un esquema simplificado del circuito que permite generar e impulsar el plasma, similar al ya presentado en la figura 2.3 donde se destacan los parámetros eléctricos  $R_o$ ,  $L_o$  y  $C_o$ , ya definidos en la subsección 2.1.2. Se expone también un detalle del plasma en la zona interelectródica, luego de que la lámina de corriente (LC) hubiese traspasado el extremo libre del ánodo (etapa de convergencia). En ella se destacan junto a la columna de plasma, la dirección y sentido del campo magnético  $B$ , generado por la corriente de descarga  $i$ . Los extremos de la columna de plasma se señalan con a y b. Como hipótesis de trabajo se ha considerado a dicha columna como un cilindro hueco durante toda la etapa de convergencia.

En virtud de la geometría coaxial que presenta y debido a su capacidad de almacenar energía magnética, el juego de electrodos combinado con la lámina de corriente puede ser modelado

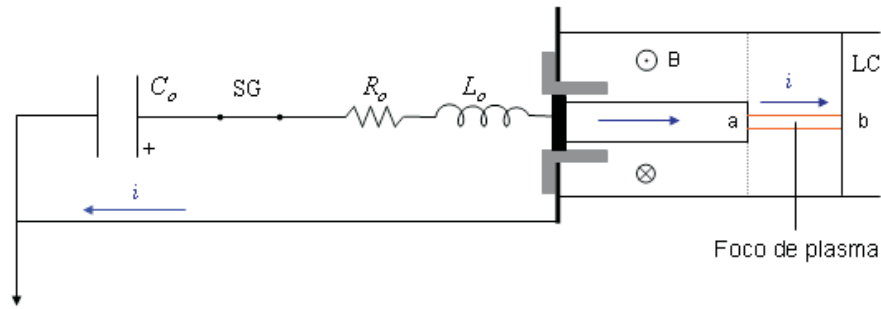


Figura A1: Esquema simplificado del circuito eléctrico de descarga e ilustración de la lámina de corriente durante la convergencia. Se muestra el sentido positivo adoptado para la circulación de corriente; los puntos a y b indican los extremos de la columna de plasma.

desde el punto de vista circuital, como un elemento esencialmente inductivo. El cual, durante la etapa de convergencia de la lámina, puede describirse a través de un arreglo de dos inductancias desacopladas y en serie, asociadas a las regiones del cañón ( $L_c$ ) y de la columna de plasma ( $L_f$ ) respectivamente. Dado que la geometría de esta última región varía en función del tiempo conforme lo hace la posición de la lámina de corriente, la inductancia  $L_f$  resulta variable.

La figura A2 ilustra el circuito eléctrico modificado que resulta de representar el par de electrodos combinado con la lámina de corriente a través de las inductancias  $L_c$  y  $L_f$ . Nuevamente se identifican los puntos a y b que representan los extremos de la columna en el circuito equivalente.

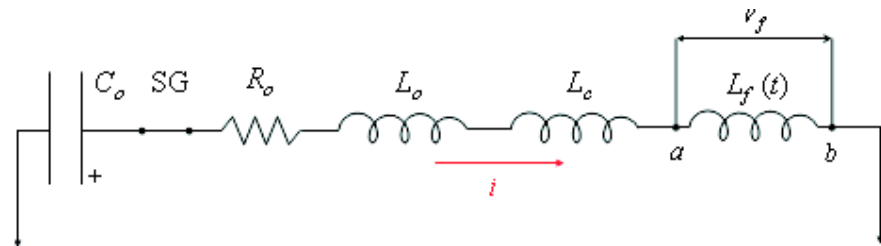


Figura A2: Aproximación circuital del problema. La cámara fue reemplazada por dos inductancias magnéticamente desacopladas y en serie,  $L_c$  y  $L_f$  respectivamente. Se identifican los puntos a y b que representan los extremos de la columna.

Tomando todo esto en consideración, evaluar la tensión inducida en la columna consiste en establecer el voltaje que se induce entre sus extremos o equivalentemente sobre la inductancia  $L_f$ , como lo indica la figura A2.

Dado que la inductancia asociada a la columna es variable en el tiempo, desde un punto de

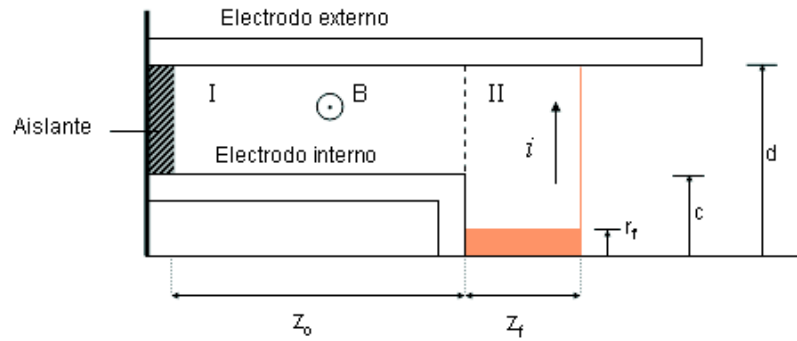


Figura A3: Geometría adoptada para expresar la inductancia  $L_f$ .

vista circuital, la tensión sobre ella inducida ( $V_f$ ) responde a la siguiente expresión:

$$V_f = \frac{dL_f}{dt} i + \frac{di}{dt} L_f \quad (A1)$$

### Inductancia $L_f$

En la figura A3 puede verse un esquema del interior de la cámara durante la etapa de convergencia de la lámina de corriente. El mismo permite presentar parte de la notación que se empleará en la evaluación de  $L_f$ .

La inductancia asociada a la columna de plasma está vinculada al almacenamiento de energía magnética en el volumen vacío comprendido entre el extremo libre del ánodo, la lámina de corriente y el cátodo (zona II en la figura A3). Despreciando efectos de borde, la superficie lateral cilíndrica de la columna de plasma y el cátodo definen una configuración coaxial de corrientes. En virtud de ello, y considerando la descripción de los parámetros geométricos involucrados, dada en la figura A3, la inductancia asociada al foco, puede expresarse (en unidades MKS) como sigue:

$$L_f = \frac{\mu_o}{2\pi} z_f \ln \frac{d}{r_f} \quad (A2)$$

donde  $z_f$  y  $r_f$  representan, respectivamente, el radio y la longitud de la columna de plasma. Por su parte  $d$  indica el radio interior del electrodo externo y  $\mu_o$  la permeabilidad magnética del vacío.

Derivando respecto del tiempo ambos miembros de la ecuación (A2), se obtiene la siguiente expresión para la derivada temporal de la inductancia de la columna:

$$\frac{dL_f}{dt} = \frac{\mu_o}{2\pi} \left( \dot{z}_f \ln \frac{d}{r_f} - z_f \frac{\dot{r}_f}{r_f} \right) \quad (\text{A3})$$

donde  $\dot{z}_f$  y  $\dot{r}_f$  corresponden, respectivamente, a las velocidades de avance axial de la lámina de corriente y compresión del radio de la columna.

Considerando en forma conjunta las definiciones dadas en (A1-A3), el problema de determinar la tensión inducida en la columna de plasma coincide con el de establecer el valor que adoptan durante la convergencia, tanto la corriente de descarga y su derivada temporal, como las variables mecánicas asociadas al movimiento de la lámina de corriente. Para evaluar adecuadamente estas magnitudes, es necesario considerar la evolución del sistema desde el inicio de la descarga.

## Modelo considerado

### Aproximación circuital

Tras identificar con  $L_p(t)$  a la inductancia equivalente que presentan durante la descarga, el juego de electrodos y la lámina de corriente, puede escribirse como sigue la ecuación de malla para el circuito que muestra la figura A1.

$$V_o - \frac{1}{C_o} \int_0^t i \, dt = V_{SG} + iR_o + \frac{d}{dt} [(L_o + L_p) i] \quad (\text{A4})$$

donde los elementos  $C_o$ ,  $V_{SG}$ ,  $R_o$  y  $L_o$  responden a la descripción dada anteriormente y  $V_o$  indica la tensión de carga del banco. La evaluación de la inductancia  $L_p(t)$  como función del tiempo será discutida en la siguiente subsección. Por último, se propone describir la caída de tensión en la llave (SG), a través de una función del tipo Fermi-Dirac (Bruzzone *et al.*, 1989). Con el fin de alivianar la notación, no se han explicitado las dependencias temporales en la ecuación (A4).



## Evolución del plasma

A los efectos de evaluar en forma consistente la evolución tanto de las magnitudes eléctricas como de las variables mecánicas asociadas al movimiento de la lámina de corriente, se implementó un modelo que propone dividir la dinámica de la lámina en dos fases consecutivas: de aceleración axial y de convergencia. El modelo implementado no considera la fase de ruptura dieléctrica y supone un aislante anular.

### Fase de aceleración axial

Se inicia con el movimiento de la lámina, que parte desde la superficie del aislante y finaliza cuando la misma alcanza el extremo abierto del ánodo.

Para describir la dinámica de la lámina de corriente durante esta etapa, se ha considerado un modelo de barredora de nieve (Rosenbluth *et al.*, 1954). Aceptando que la lámina de corriente incorpora el gas barrido en su avance con una eficiencia  $\beta$ , la masa incorporada cuando la lámina se encuentra en la posición axial  $z$  ( $m_a$ ), puede expresarse como sigue:

$$m_a = \beta \rho_o \pi z (d^2 - c^2) \quad (\text{A5})$$

y la ecuación de movimiento para la lámina de corriente durante esta etapa resulta (en unidades MKS):

$$\frac{d}{dt} \left[ m_a \frac{dz}{dt} \right] = \frac{\mu_o}{4\pi} i^2 \ln \left( \frac{d}{c} \right) \quad (\text{A6})$$

En donde  $z$  y  $\frac{dz}{dt}$  corresponden, respectivamente, a la posición y velocidad axial de la lámina. Por su parte  $c$  y  $d$  representan los radios de los electrodos ilustrados en la figura A3 y  $\rho_o$  indica la densidad de masa del gas de llenado.

Considerando la geometría descrita en la figura A3 es posible escribir, como se indica a continuación, la inductancia que presenta el cañón durante la fase axial ( $L_p^a$ ):

$$L_p^a = \frac{\mu_o}{2\pi} \ln \left( \frac{d}{c} \right) z \quad (\text{A7})$$

Puede entonces particularizarse para esta fase, la ecuación de malla que modela el comportamiento eléctrico de la descarga; reemplazando  $L_p$  por  $L_p^a$  en la ecuación (A4).

Para la resolución de las ecuaciones planteadas para esta etapa, se asume que en el instante inicial, tanto la corriente de descarga como su derivada son nulas. Complementariamente se considera que la lámina de corriente inicia su evolución en  $t = 0$  y  $z = 0$  con velocidad nula.

### Fase de convergencia

Una vez que alcanza el extremo del cañón y a la vez que continúa su desplazamiento axial, la lámina de corriente evoluciona hacia el eje de los electrodos precedida por un frente de choque, generado por efecto de la violenta aceleración de la lámina de corriente sobre el gas en reposo. Con la llegada del mencionado frente al eje de los electrodos ( $r_s = 0$ ) y la conformación de la columna de plasma, culmina la fase de convergencia propuesta.

Simplificada geoméricamente, la convergencia de la lámina de corriente está descripta por una sección axial y otra radial. A continuación, se presentan las ecuaciones consideradas (Potter, 1978; Lee S, 1990).

$$\frac{dr_s}{dt} = -\sqrt{\frac{\mu_o (\gamma + 1)}{\rho_o}} \frac{i}{4\pi r} \quad (\text{A8})$$

$$\frac{dr}{dt} = \frac{1}{\gamma - \epsilon} \left[ \frac{2\gamma}{\gamma + 1} \frac{r_s}{r} \frac{dr_s}{dt} - \frac{r \epsilon}{i} \frac{di}{dt} - \frac{\gamma}{\gamma + 1} \frac{r \epsilon}{z - z_o} \frac{dz}{dt} \right] \quad (\text{A9})$$

$$\frac{dz}{dt} = -\frac{2}{\gamma + 1} \frac{dr_s}{dt} \quad (\text{A10})$$

En donde se ha considerado  $\epsilon = 1 - \left(\frac{r_s}{r}\right)^2$ . La posición y velocidad radial del pistón magnético se refieren con  $r$  y  $\frac{dr}{dt}$ , respectivamente. Con  $z_o$  se indica la longitud del electrodo interno. Adicionalmente, con  $r_s$  y  $\frac{dr_s}{dt}$  se hace referencia respectivamente, a la posición y velocidad radial del frente de choque. Se denota con  $\gamma$  el cociente de calores específicos a presión y volumen constante para el plasma contenido entre el frente de choque y la sección radial de la lámina de corriente.

A partir de las definiciones dadas en la figura A3, es posible escribir, como se indica a continuación, la inductancia equivalente que presenta el cañón durante la fase de convergencia ( $L_p^{conv}$ ):

$$L_p^{conv} = \frac{\mu_o}{2\pi} \left[ z_o \ln \frac{d}{c} + (z - z_o) \ln \frac{d}{r} \right]. \quad (\text{A11})$$

A partir de aquí, es inmediato particularizar la ecuación de malla del circuito reemplazando en (A4)  $L_p$  por  $L_p^{conv}$ .

Las condiciones iniciales planteadas para la posición y velocidad axial de la lámina, la corriente de descarga y su derivada, son las que resultan de suponerlas continuas en el instante de culminación de la fase axial. Se considera además, que la lámina inicia su convergencia desde el reposo con un radio igual al del ánodo, y se asume para el frente de choque un radio inicial igual al del electrodo interno.

# Agradecimientos

Quisiera agradecer profundamente a quién dirigió esta Tesis, el Dr. César Moreno, por las enseñanzas, el apoyo y la orientación, que en múltiples aspectos me brinda constantemente.

A cada uno de mis compañeros de trabajo en el Laboratorio Plasma Focus, por ofrecerme su amistad y colaboración en los momentos más difíciles. También a los demás integrantes y autoridades del INFIP, por la cordialidad y respeto con los que siempre me han tratado.

A Leo, por haberme apoyado y acompañado incondicionalmente a lo largo de todos estos años. Y a Pablo Knoblauch, porque su amistad hizo que el camino resultase un poco más fácil de transitar.

Me gustaría agradecer a toda mi familia por acompañarme en este proceso a veces tan complicado y especialmente a mis padres por haberme alentado siempre a continuar.

Finalmente, debo agradecer a la red interinstitucional PLADEMA – CNEA, a la Universidad de Buenos Aires y al CONICET por el apoyo económico brindado.

# Bibliografía

- [1] Aguerre L O, Carelli J L, and Gregori B N. Sistema de monitoreo ambiental con TLD. Trabajo presentado en: IRPA primer congreso americano, Acapulco 2006.
- [2] Alessi M. Generación y aplicaciones de plasmas de interés para fusión termonuclear. Tesis de Licenciatura. Depto de Física, FCEyN – UBA, 2002.
- [3] Angeli E, Tartari A, Frignani M, Mostacci D, Rocchi F, and Sumini M. Preliminary results on the production of short-lived radioisotopes with a Plasma Focus device. *Appl. Radiat. Isot.*, **63**, (5-6):545–551, November – December 2005.
- [4] Ashby D E T F, Holmes L S, and Kasha M A. A multi-coil magnetic probe. *J. Sci. Instrum.*, **40**, (7):364–367, July 1963.
- [5] Attix F H. *Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry*. A Wiley-Interscience publication, USA, 1986.
- [6] Bartoli C and Gratton R. Measurements of large magnetic flux derivatives by means of a closed resistive loop. Technical report, Comitato Nazionale Energia Nucleare, Laboratorio Gas Ionizzati-Euratom-C.N.E.N, Roma, 1966. RT/FI(66)3.
- [7] Beg F N, Krushelnick K, Lichtsteiner P, Meakins A, Kennedy A, Kajumba N, Burt G, and Dangor A E. Table-top X-pinch for x-ray radiography. *Appl. Phys. Lett.*, **82**, (25):4602–4604, June 2003.
- [8] Beg F, Stephens R, Xu H. W, Haas D, Eddinger S, Tynan G, Shipton E, DeBono B, and Wagshal K. Compact x-pinch based point x-ray source for phase contrast imaging of inertial confinement fusion capsules. *Appl. Phys. Lett.*, **89**, (10):101502, September 2006.
- [9] Berglund S, Westerlund S, and Svennerstedt S. A magnetic probe for plasma measurement. *J. Sci. Instrum.*, **40**, (5):250–252, May 1963.

- [10] Bernard A, Bruzzone H, Choi P, Chuaqui H, Gribkov V, Herrera H, Hirano K, Krejci A, Lee S, Luo C, Mezzetti F, Sadowski M, Schmidt H, Ware K, Wong C, and Zoita V. Scientific status of plasma focus research. *J. Moscow Phys. Soc.*, **8**:93 – 170, 1998.
- [11] Bernstein M J. Acceleration mechanism for neutron production in Plasma Focus and Z-pinch discharges. *Phys. Fluids*, **13**, (11):2858–2866, November 1970.
- [12] Bhuyan H, Favre M, Valderrama E, Avaria G, Chuaqui H, Mitchell I, Wyndham E, Saavedra R, and Paulraj M. Formation of hexagonal silicon carbide by high energy ion beam irradiation on Si (1 0 0) substrate. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **40**, (1):127 – 131, December 2007.
- [13] Brzosko J S, Melzacki K, Powell C, Gai M, France R H, McDonald J E, Alton G D, Bertrand F E, and Beene J R. Breeding  $10^{10}$ /s radioactive nuclei in a compact plasma focus device. In *American Institute of Physics Conference Series*, volume **576**, pages 277–280, July 2001.
- [14] Bruzzone H, Fantino A, Kelly H, Medwid A, Molina J, Pais V, and Pouzo J. Instrumentos para medir magnitudes eléctricas durante una descarga rápida en un plasma. Informe interno, Laboratorio de Física del Plasma UBA, CONICET, 1973, Ti: 4/73.
- [15] Bruzzone H, Kelly H, and Moreno C. On the effect of finite closure time of switches in electrical circuits with fast transient behavior. *Am. J. Phys.*, **57**, (1):63–66, January 1989.
- [16] Bruzzone H and Vieytes R. The initial phase in Plasma Focus devices. *Plasma Phys. Control. Fusion.*, **35**, (12):1745–1754, December 1993.
- [17] Casin G C. Estudio de la anisotropía del flujo neutrónico en un equipo Plasma Focus de baja energía. Tesis de Licenciatura. Depto de Física, FCEyN – UBA, 1980.
- [18] Castillo F, Milanese M M, Moroso R L, Pouzo J O, and Santiago M A. Small Plasma Focus studied as a source of hard x-ray. *IEEE Trans. on Plasma Sci.*, **29**, (6):921–926, December 2001.
- [19] Castillo F, Herrera J, Rangel J, Alfaro A, Mazza M, Sakaguchy V, Espinosa G, and Golzarri J. Neutron anisotropy and x-ray production of the FN-II dense Plasma Focus device. *Braz. J. Phys.*, **32**, (1):3 – 12, March 2002.
- [20] Castillo F, Herrera J, Gamboa I, Rangel J, Golzarri J, and Espinosa G. Angular distribution of fusion products and x rays emitted by a small dense plasma focus machine. *J. Appl. Phys.*, **101**, (1):013303, January 2007.

- [21] Castillo F, Gamboa-deBuen I, Herrera J J E, Rangel J, and Villalobos S. High contrast radiography using a small dense plasma focus. *Appl. Phys. Lett.*, **92**, (5):051502, February 2008.
- [22] Choi P, Deeney C, Herold H, and Wong C. Characterization of self-generated intense electron beams in the Plasma Focus. *Laser Part. Beams*, **8**, (3):469–476, 1990.
- [23] Decker G and Wienecke R. Plasma Focus devices. *Physica*, **82** C, :155–164, 1976.
- [24] Delellis R D. Detección de neutrones en un equipo Plasma Focus por el método de plata activada. Tesis de Licenciatura. Depto de Física, FCEyN – UBA, 1976.
- [25] Di Lorenzo F, Raspa V, Knoblauch P, Lazarte A, Moreno C, and Clausse A. Hard x-ray source for flash radiography based on a 2,5 kJ plasma focus. *J. Appl. Phys.*, **102**, (3):033304, August 2007.
- [26] Di Vita A. Hot spots and filaments in the pinch of a plasma focus: a unified approach. *Eur. Phys. J. D*, **54**, (2):451–461, March 2009.
- [27] Duclos S J. Scintillator phosphors for medical imaging. *Electrochem. Soc. Interface*, **7** :34 – 38, Summer 1998.
- [28] Eastman Kodak Company. Kodak T-MAT G/RA film / 4155. Hoja de datos, 1994.
- [29] Engl H W, Hanke M, and Neubauer A. *Regularization of inverse problems*. Kluwer Academic Pub, 1996.
- [30] Ergisto A, Agostino T, Michele F, Vincenzo M, Domiziano M, Federico R, and Marco S. Production of radioisotopes within a plasma focus device. *Nuclear Technology and Radiation Protection*, **20**, (1):33–37, 2005.
- [31] Favre M, Silva P, Choi P, Chuaqui H, Dumitrescu-Zoita C, and Wyndham E S. Experimental investigations of hotspots in a low energy plasma focus operating in h2-ar mixtures. *IEEE Trans. on Plasma Sci.*, **26** , (2):1154–1161, August 1998.
- [32] Feugeas J, Llonch E, de González C, and Galambos G. Nitrogen implantation of AISI 304 stainless steel with a coaxial plasma gun. *J. Appl. Phys.*, **64** , (5):2648–2651, September 1988.
- [33] Filippov N V, Filippova T I, and Vinogradov V P. Dense, high temperature plasma in a noncylindrical Z-pinch compression. *Nucl. Fusion Suppl*, **2**:577–587, 1962.

- [34] Filippov N V, Filippova T I, Karakin M A, Krauz V I, Tykshaev V P, Vinogradov V P, Bakulin Y P, Timofeev V V, Zinchenko V F, Brzosko J R, and Brzosko J S. Filippov type Plasma Focus as intense source of hard x-rays ( $\approx 50$  keV). *IEEE Trans. on Plasma Sci.*, **24**, (4):1215–1223, August 1996.
- [35] Gentilini A, Rager J P, Steinmetz K, Tacchi M, Antonini D, Arcipiani B, Moioli P, Pedretti E, and Scafè R. Comparison of four calibration techniques of a silver activated geiger counter for the determination of the neutron yield on the Frascati plasma focus experiment. *Nucl. Instrum. Methods*, **172**, (3):541 – 552, June 1980.
- [36] Giakoumakis G E, Nomicos C D, and Sandilos P X. Absolute efficiency of Gd<sub>2</sub>O<sub>2</sub>S: Tb screens under fluoroscopic conditions. *Phys. Med. Biol.*, **34**, (6):673–678, June 1989.
- [37] Giakoumakis G E, Nomicos C D, Yiakoumakis E N, and Evangelou E K. Absolute efficiency of rare earth oxysulphide screens in reflection mode observation. *Phys. Med. Biol.*, **35**, (7):1017–1023, July 1990.
- [38] Gregori B, Papadópulos S, Cruzate J, and Kunst J J. Multisphere Neutron Spectrometric System with Thermoluminescence Dosimeters: Sensitive Improvement. *Radiat. Prot. Dosimetry*, **101**, (1-4):133–136, 2002.
- [39] Gribkov V A, Bienkowska B, Borowiecki M, Dubrovsky A V, Ivanova-Stanik I, Karpinski L, Miklaszewski R A, Paduch M, Scholz M, and Tomaszewski K. Plasma dynamics in PF-1000 device under full-scale energy storage: I. pinch dynamics, shock-wave diffraction, and inertial electrode. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **40**, (7):1977 – 1989, March 2007.
- [40] Gribkov V A, Banaszak A, Bienkowska B, Dubrovsky A V, Ivanova-Stanik I, Jakubowski L, Karpinski L, Miklaszewski R A, Paduch M, Sadowski M J, Scholz M, Szydlowski A, and Tomaszewski K. Plasma dynamics in the pf-1000 device under full-scale energy storage: II. fast electron and ion characteristics versus neutron emission parameters and gun optimization perspectives. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **40**, (12):3592 – 3607, June 2007.
- [41] Grondona D E. Propiedades de la emisión neutrónica en equipos Plasma Focus. Tesis de Licenciatura. Depto de Física, FCEyN – UBA, 1989.
- [42] Halmshaw R and Agfa Corporation (NJ). Industrial Radiography, 1986.
- [43] Harries W L, Lee J H, and McFarland D R. Space and time resolved emission of hard x-rays from a Plasma Focus. *Plasma. Phys.*, **20**, (9):963–969, September 1978.



- [44] Heo H and Park D K. Anomalous hard x-ray emission mode in a Plasma Focus discharge with hydrogen-argon mixtures. *Appl. Phys. Lett.*, **82**, (3):340–342, January 2003.
- [45] Huang J and Yang T C. A study of x-ray emission from the anode region in a plasma focus device. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **21**, (5):700–709, May 1988.
- [46] Huang P H, Kase K R, and Bjärngard B E. Simulation studies of 4-MV x-ray spectral reconstruction by numerical analysis of transmission data. *Med. Phys.*, **9**, (5):695–702, Sep–Oct 1982.
- [47] Hubbell J H and Seltzer S M. *X-Rays Attenuation Coefficients*. Ionizing Radiation Division, Physics Laboratory. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD, USA, 1996.
- [48] Hussain S, Ahmad S, Khan M Z, and Zakaullah M. Plasma focus as a high intensity flash x-ray source for biological radiography. *J. Fusion Energy*, **22**, (3):195 – 200, September 2003a.
- [49] Hussain S, Zakaullah M, Ali S, Bhatti S, and Waheed A. X-ray enhancement from a plasma focus by inserting lead at the anode tip. *Phys. Lett. A*, **319**, (1-2):181 – 187, October 2003b.
- [50] Hussain S, Zakaullah M, Ali S, and Waheed A. Low energy plasma focus as an intense x-ray source for radiography. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **6**, (3):2296 – 2300, June 2004.
- [51] Hussain S, Shafiq M, Ahmad R, Waheed A, and Zakaullah M. Plasma focus as a possible x-ray source for radiography. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **14**, (1):61 – 69, February 2005.
- [52] Illerhaus B, Onel Y, and Goebbels J. Developments in x-ray tomography IV. In Bonse U, editor, *SPIE Proc. No. 5535*, pages 329–334, Bellingham, WA, 2004.
- [53] Jakubowski L and Sadowski M J. Hot-spots in plasma-focus discharges as intense sources of different radiation pulses. *Braz. J. Phys.*, **32**, (1):187–192, March 2002.
- [54] Johnson D. Study of the x-ray production mechanism of a dense plasma focus. *J. Appl. Phys.*, **45**, (3):1147 – 1153, March 1974.
- [55] Kaspercuk A, Miklaszewski R, Paduch M, Pisarczyk T, Scholz M, and Tomaszewski K. Final stages of the plasma column evolution in the Plasma-Focus PF-1000 device. *IEEE Trans. on Plasma Sci.*, **30**, (1):56–57, February 2002.

- [56] Kato Y and Be S H. Generation of soft x rays using a rare gas-hydrogen Plasma Focus and its application to x-ray lithography. *Appl. Phys. Lett.*, **48**, (11):686–688, March 1986.
- [57] Kelly H, Lepone A, Márquez, Lamas D, and Oviedo C. Coating on metallic samples produced by a small energy Plasma Focus. *Plasma. Sources Sci. Technol.*, **5**, (4):704–709, November 1996.
- [58] Khan I A, Hassan M, Hussain T, Ahmad R, Zakaullah M, and Rawat R S. Synthesis of nano-crystalline zirconium aluminium oxynitride (ZrAlON) composite films by dense plasma focus device. *Appl. Surf. Sci.*, **255**, (12):6132 – 6140, April 2009.
- [59] Knoll G F. *Radiation detection and measurement*, 2nd Ed. Wiley, New York, 1979.
- [60] Kondoh Y and Mamada M. Numerical study on charged particle accelerations in the Plasma Focus. *Phys. Fluids*, **29**, (2):483–488, February 1986.
- [61] Lee J H, Loebbaka D S, and Roos C E. Hard x-ray spectrum of a Plasma Focus. *Plasma. Phys.*, **13**, (4):347–349, April 1971.
- [62] Lee P, Feng X, Zhang G, Liu M, and Lee S. Electron lithography using a Plasma Focus. *Plasma. Sources Sci. Technol.*, **6**, (3):343–348, August 1997.
- [63] Lee S, Tou T Y, Moo S P, Eissa M A, Gholap A V, Kwek K H, Mulyodrono S, Smith A J, Suryadi, Usada W, and Zakaullah M. A simple facility for the teaching of plasma dynamics and plasma nuclear fusion. *Am. J. Phys.*, **56**, (1):62–68, January 1988.
- [64] Lee S. Technology of small Plasma Focus incorporating some experiences with the UNU/ICTP PFF. In Lee S. and Sakanaka P. H., editors, *Proceedings of Symposium on small scale laboratory plasma experiments. Spring college on plasma physics - 1989. Small plasma physics experiments II*, pages 113–169, Singapore, 1990. World Scientific.
- [65] Lee S, Lee P, Zhang G, Feng X, Gribkov V, Liu M, Serban A, and Wong T. High rep rate high performance Plasma Focus as a powerful radiation source. *IEEE Trans. on Plasma Sci.*, **26**, (4):1119–1126, August 1998.
- [66] Lee S, Lee P, Saw S H, and Rawat R S. Numerical experiments on plasma focus pinch current limitation. *Plasma Phys. and Contr. Fusion*, **50**, (6):065012, June 2008.
- [67] Lee S and Serban A. Dimensions and lifetime of the Plasma Focus pinch. *IEEE Transactions on Plasma Science*, **24**, (3):1101–1105, June 1996.

- [68] Liberman M A, De Groot J S, Toor A, and Spielman R B. *Physics of high-density Z-pinch plasmas*. Springer, New York, 1999.
- [69] Luo L Z, Velbeck K J, and Rotunda J E. High rep rate high performance Plasma Focus as a powerful radiation source. *Radiat. Prot. Dosim.*, **101**, (1 – 4):211 – 216, August 2002.
- [70] Mariscotti M. <http://www.thasa.com/>.
- [71] Marshall J. Performance of a hydromagnetic plasma gun. *Phys. Fluids*, **3**, (1):134–135, Jan-Feb 1960.
- [72] Mather J W. Investigation of the high-energy acceleration mode in the coaxial gun. *Phys. Fluids*, **7**, (11):S28 – S34, November 1964.
- [73] Mather J W. *Dense Plasma Focus*, in *Methods of Experimental Physics 9 Part B*, pages 187–249. Edited by: Lovberg H and Griem H R, Academic Press, New York and London, 1971.
- [74] McKeever S W S, Moscovitch M, and Townsend P D. *Thermoluminescence Dosimetry Materials: Properties and Uses*. Nuclear Technology Publishing, England, 1995.
- [75] Moreno C, Bruzzone H, Martínez J, and Clausse A. Conceptual engineering of plasma-focus thermonuclear pulsors. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **28**, (5):1735 – 1741, October 2000.
- [76] Moreno C, Clausse A, Martínez J, Llovera R, and Tartaglione A. Ultrafast x-ray introspective imaging of metallic objects using a Plasma Focus. *Nukleonika*, **46**, (suppl. 1):S33–S34, 2001.
- [77] Moreno C, Clausse A, Martínez J, Llovera R, Tartaglione A, Vénere M, Barbuzza R, and del Fresno M. Using a 4.7 kJ Plasma Focus for introspective imaging of metallic objects and for neutronic detection of water. In H. Chuaqui and M. Favre, editors, *Plasma Physics, IX Latin American Workshop, La Serena, Chile, Nov 2000*. AIP Conference Proc., volume **563**, pages 300–305, New York, 2001.
- [78] Moreno C, Vénere M, Barbuzza R, Del Fresno M, Ramos R, Bruzzone H, González J, Florido P, and Clausse A. Industrial applications of plasma focus radiation. *Braz. J. Phys.*, **32**, (1):20–25, March 2002.
- [79] Moreno C, Raspa V, Sigaut L, Vieytes R, and Clausse A. Plasma-focus-based tabletop hard x-ray source for 50 ns resolution introspective imaging of metallic objects through metallic walls. *Appl. Phys. Lett.*, **89**, (9):091502, August 2006.

- [80] Murgatroyd P N, Chu A K Y, Richardson G K, West D, Yearley G A, and Spencer A J. Making Rogowski coils. *Meas. Sci. Technol.*, **2**, (12):1218–1219, December 1991.
- [81] Nassisi V and Luches A. Rogowski coils: Theory and experimental results. *Rev. Sci. Instrum.*, **50**, (7):900–902, July 1979.
- [82] Newman C E and Petrosian V. Production of hard x rays in a Plasma Focus. *Phys. Fluids*, **18**, (5):547–551, May 1975.
- [83] Olson C, Rochau G, Slutz S, Morrow C, Olson R, Cuneo M, Hanson D, Bennett G, Sanford T, Bailey J, et al. Development path for Z-pinch IFE. *Fusion Sci. Technol.*, **47**, (3):633–640, April 2005.
- [84] Osher J E. Trapping and prolonged confinement of an energetic deuterium plasma in a static cusped magnetic field. *Phys. Rev. Lett.*, **8**, (8):305–309, April 1962.
- [85] Pellinen D G and Spence P W. A nanosecond risetime megampere current monitor. *Rev. Sci. Instrum.*, **42**, (11):1699–1701, November 1971.
- [86] Pellinen D G, Di Capua M S, Sampayan S E, Gerbracht H, and Wang M. Rogowski coil for measuring fast, high-level pulsed currents. *Rev. Sci. Instrum.*, **51**, (11):1535–1540, November 1980.
- [87] Pelowitz D B. *MCNPX USERS MANUAL Version 2.5.0*. LA-CP-05-0369, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, 2005.
- [88] Phillips R C and Turner E B. Construction and calibration techniques of high frequency magnetic probes. *Rev. Sci. Instrum.*, **36**, (12):1822–1825, December 1965.
- [89] Potter D E. The formation of high density Z-pinch. *Nucl. Fusion*, **18**, (6):813–823, June 1978.
- [90] Pouzo J O. El Plasma Focus como una posible línea de la fusión controlada. Tesis Doctoral. FCEyN, Universidad de Buenos Aires. 1979.
- [91] Pouzo J, Milanese M, and Moroso R. Portable neutron probe for soil humidity measurements. In *AIP Conference Proceedings*, volume **82**, 1, pages 277–280, June 2003.
- [92] Press W H, Teukolsky S A, Vetterling W T, and Flannery B P. *Numerical recipes in C*. Cambridge Univ. Press Cambridge MA, USA, 1992.
- [93] Quinn R A and Sigl C C. Radiography in modern industry. Four Edition. EASTMAN KODAK COMPANY, Rochester, New York, 1980.

- [94] Raspa V. Estudio de un equipo Plasma Focus como emisor de rayos x de alta energía y su aplicación a radiografías no convencionales. Tesis de Licenciatura. Depto de Física, FCEyN – UBA, 2003.
- [95] Raspa V, Sigaut L, Llovera R, Cobelli P, Knoblauch P, Vieytes R, Clausse A, and Moreno C. Plasma focus as a powerful hard x-ray source for ultrafast imaging of moving metallic objects. *Braz. J. Phys.*, **34**, (4b):1696 – 1699, December 2004.
- [96] Raspa V and Moreno C. Radiographic method for measuring the continuum hard x-ray output spectrum of a plasma focus device. *Phys. Lett. A*, **373**, (40):3659 – 3662, July 2009.
- [97] Rochau G E, Derzon M, Fehl D, Rochau G A, Sweeney M A, Tabor D, Lazier S E, Droemer D, Helvin T, and Starbird R. Measurement of the photon field,  $E > 150$  eV on Sandia's Z Facility. *Rev. Sci. Instrum.*, **70**, (1):553, January 1999.
- [98] Rosenbluth M and Garwin R. Informe Interno, Los Alamos Scientific Laboratory, 1954. LA-1850.
- [99] Scholz M, Miklaszewski R, Paduch M, Sadowski M J, Szydlowski A, and Tomaszewsk K. Preliminary neutron experiments with the PF-1000 Plasma-Focus facility. *IEEE Trans. on Plasma Sci.*, **30**, (2):476–481, April 2002.
- [100] Segre S E and Allen J E. Magnetic probes of high frequency response. *J. Sci. Instrum.*, **37**, (10):369–371, October 1960.
- [101] Shafiq M, Hussain S, Waheed A, and Zakaullah M. X-ray emission from a plasma focus with high-z inserts at the anode tip. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **12**, (2):199 – 204, 2003.
- [102] Shrestha I, Kantsyrev V L, Safronova A S, Esaulov A A, Williamson K M, Quart N D, Osborne G C, Weller M E, and Yilmaz M F. Investigation of characteristics of hard x-rays produced during implosions of wire array loads on 1.6 MA Zebra generator. *High Energy Density Physics*, **6**, (1):113 – 120, January 2010.
- [103] Silberstein L and Trivelli A P H. Quantum Theory of Exposure Tested Extensively on Photographic Emulsions. *J. Opt. Soc. of America*, **35**, (2):93–107, February 1945.
- [104] Silva P and Favre M. Properties of hotspots in PF discharges. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **35**, (20):2543–2550, October 2002.
- [105] Stygar W and Gerdin G. High frequency Rogowski coil response characteristics. *IEEE Trans. on Plasma Sci.*, **PS-10**, (1):40–44, March 1982.

- [106] Tartari A, Da Re A, Bonifazzi C, and Marziani M. Energy spectra measurements of x-ray emission from electron interaction in a dense plasma focus device. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B*, **213**, (1):206 – 209, January 2004.
- [107] van Paasen H, Vandre R, and White R. X-ray spectra from dense plasma focus devices. *Phys. Fluids*, **13**, (10):2606 – 2612, October 1970.
- [108] Vikhrev V V and Braginskii S I. *Dynamics of the Z pinch*, in *Reviews of Plasma Physics* **10**, pages 425–517. ed. Leontovich M A, Consultants Bureau, New York - London, 1986.
- [109] Volterra V. Theory of functionals and of integral and integro-differential equations. *New York*, 1959.
- [110] Wing G M and Zahrt J D. *A primer on integral equations of the first kind: the problem of deconvolution and unfolding*. Society for Industrial Mathematics, 1991.
- [111] Yonas G. Fusion and the Z-pinch. *Sci. Am.*, **279**, (2):22–27, August 1998.